



TITLE:

# 浅海域における暴波浪の特性解明 と港湾・海岸構造物の設計法への 応用( Dissertation\_全文 )

AUTHOR(S):

加島, 寛章

---

CITATION:

加島, 寛章. 浅海域における暴波浪の特性解明と港湾・海岸構造物の設計法への応用. 京都大学, 2014, 博士(工学)

ISSUE DATE:

2014-03-24

URL:

<https://doi.org/10.14989/doctor.k18225>

RIGHT:

許諾条件により要旨は2014-04-01に公開

浅海域における暴波浪の特性解明と  
港湾・海岸構造物の設計法への応用

2014年 3月

加島 寛章



# 目 次

第1章 緒 言	1
第2章 現行の港湾・海岸構造物の設計法とその改良すべき点	5
2.1 概 説	5
2.2 護岸の設計法とその改良すべき点	6
2.2.1 護岸の設計法	6
2.2.2 護岸の設計法の改良すべき点	12
2.3 防波堤の設計法とその改良すべき点	13
2.3.1 防波堤の設計法	13
2.3.2 防波堤の設計法の改良すべき点	17
2.4 結 語	18
第3章 暴うねり特性とその港湾・海岸構造物の設計法への応用	21
3.1 概 説	21
3.2 風浪と暴うねりの関係	23
3.3 暴うねりの護岸越波特性	29
3.3.1 直立護岸における越波	29
3.3.2 傾斜護岸における越波	41
3.3.3 排水機能付き直立護岸における越波	54
3.4 暴うねりに対する護岸越波抑制法	65
3.4.1 検討手法	65
3.4.2 護岸越波抑制法の提案	69
3.5 結 語	83



第 4 章	暴風浪特性とその港湾・海岸構造物の設計法への応用	85
4.1	概 説 . . . . .	85
4.2	風浪と暴風浪の関係 . . . . .	87
4.3	暴風浪の浅海域における出現特性 . . . . .	91
4.3.1	断面実験の概要 . . . . .	92
4.3.2	深海域における出現特性 . . . . .	95
4.3.3	浅海域における出現特性 . . . . .	102
4.4	暴風浪に対する波圧算定法 . . . . .	119
4.4.1	検討手法 . . . . .	120
4.4.2	最高波高の確率密度分布の推定 . . . . .	124
4.4.3	最高波高の確率密度分布を考慮した波圧算定法の推定 . . . . .	133
4.5	結 語 . . . . .	136
第 5 章	結 論	139
	参考文献	143
	謝 辞	151

## 第1章 緒言

四方を海に囲まれ，中央に急峻な山岳地帯をもつ我が国では，有効に利用可能な国土が少ないことや物流の便が良いことから，沿岸域に人口や資産が集積し，社会・経済活動の重要な拠点が展開している．中でも，海岸や港湾は，物流や人流を支える交通基盤であるとともに，陸域と水域活動が一体となった空間であり，国民生活の向上や産業活動の発展に大きな役割を果たしている．また，数多くの港湾・海岸構造物がこれらの機能を最大限に発揮させるために建設され，自然外力の中で最も支配的で常時作用する波浪から港湾や護岸背後域の静穏性や安全性が確保されている．

我が国が四方を海に囲まれているがゆえに，沿岸域において台風や低気圧により大規模な波浪災害が絶えず発生している．ここ 10 年近くに発生した主な波浪災害をみても，地球温暖化の影響によると思われる台風の経路変化や大型化に伴って大規模な波浪災害が頻発している．1998 年には，台風 18 号により高潮や設計波高を上回るような高波が周防灘沿岸や八代海沿岸に來襲し，護岸上部工が倒壊するなどの被害が発生した（高橋ら，2000；平石ら，2000）．2004 年には，西日本を中心に合計 10 個の台風が上陸し，護岸崩壊や海岸堤防の破壊が多発し，その原因の 1 つとして設計値を越える大きな波力を伴う高波が挙げられた（平山ら，2005）．2006 年 9 月には，岩手県久慈港において台風 12 号の通過に伴う波浪が久慈港半崎地区に來襲し，護岸からの越波により背後の北日本造船久慈工場に浸水被害がもたらされた．当時の波浪は，隣接する島の腰漁港において波高が 4.5 m，周期が 16.0 s であり，2003 年の護岸改良当時の設計波（波高：6.0 m，周期：12.6 s）よりも周期の長いうねり性波浪が被災原因の 1 つであった．2008 年にも同様に，設計波（波高：4.80 m，周期：12.0 s）に比べて波高は小さいものの，周期の長いうねり性波浪（観測値で有義波高が 4.22 m，有義波周期が 14.2 s）の來襲により，富山県伏木富山港の北防波堤のケーソンがおよそ 800 m の区間にわたって滑動し，被覆・消波ブロックが沈下する被災が発生した．付近の黒部川河口に位置する下新川海岸（入善町芦崎地区）では，海岸堤防を越波・越流した水塊が後背地に浸水し，数多くの家屋を破壊した．このように，近年では，設計波高を越える大きな波力を伴

う高波だけでなく、設計周期より長い周期をもつうねり性波浪による沿岸災害が発生する傾向にあり、このような波浪の特性解明や減災対策の早急な検討が必要になっている。

一方、国土の狭小な我が国においては、沿岸域の厳しい自然条件を克服して新しい海域の利用可能性を高めるため、港湾を核とした沖合人工島の建設や洋上風力発電の沖合展開などの大規模な海洋開発が進められている。このような海洋開発では、有義波浪ではなく、現実に見れる一発大波（最高波）の高精度な推定とその出現頻度の評価が必要となる（Olagnon and Athanassoulis, 2000; Olagnon, 2004）。特に、沖合人工島の護岸建設では、一発大波が護岸に作用する力やその影響を評価しておくことが重要となる。日本近海において発生する船舶沈没などの海難事故もこのような一発大波の遭遇によるものではないかと示唆されている。たとえば、2008年の千葉県犬吠崎沖における漁船第58寿和丸の沈没事故や2011年の長崎県五島列島沖における漁船第2山田丸の転覆事故が挙げられる。一発大波については、1980年代後半からその存在が指摘され、1990年代前半から10年ほどかけてその発生原因について解明されてきた。たとえば、Yasuda・Mori(1993)は、Rayleigh分布理論から推定しがたい一発大波の出現は、高次の非線形相互作用の影響によるところが大きいことを報告している。このように、こうした海域の利用促進や海域における海難事故の抑制のため、Rayleigh分布理論から推定しがたい一発大波の特性解明やその推定方法の検討が必要になっている。

現行の港湾・海岸構造物の設計では、海洋の波浪を不規則な確率過程として取り扱い、その代表量である有義波が主に用いられている。また、海洋の波浪の基本的な特性変化は、海洋の波浪を定式化する最も基本的な線形理論（微小振幅波理論）に基づいて整理され、海洋の波浪が無数の成分波のランダムな位相の重ね合わせで表現可能であると仮定した場合には、その波高の頻度分布はRayleigh分布理論に従う（Longuet-Higgins, 1952）。さらに、波浪の伝播変形は、時空間的に平滑化された波浪エネルギーの伝播を表現するエネルギー平衡方程式法のような線形理論で構築された数値モデルや2次オーダーの非線形な相互作用を考慮したブシネスク方程式に基づく数値モデルを用いて把握される場合が多い。しかしながら、近年頻発化している波浪災害や海難事故の原因の1つとして考えられている波浪に対し、上記のような概念に基づいて規定されている現行の設計を適用することが可能であるのかについて、明らかになっていない部分が多い。たとえば、護岸の設計では、設計沖波に対して護岸の越波流量を風浪に対する護岸越波流量算定手法（たとえば、合田ら, 1975）により算出し、それが護岸背後地の利用状況や排水施設的能力等に応じた許容越波流量に対して小さくなるように護岸の構造や天端高が設計されるが、周期の長いう

ねり性波浪に対する護岸越波流量の推定精度は明らかになっていない．また，防波堤の設計では，平均的な波浪エネルギーに相当する有義波高に対して Rayleigh 分布理論から推定される 1.8 の係数を乗じたものとして表される最高波高により防波堤の前面波圧強度が算定され，防波堤の耐波安定性の照査が行われるが，Rayleigh 分布理論から推定しがたい一発大波に対しては適用可能であるのか明らかになっていない．このように，周期の長いうねり性波浪や Rayleigh 分布理論から推定しがたい一発大波に対して護岸や防波堤の安全設計が可能となるように，これらの波浪の特性が現行の設計に及ぼす影響については明らかにする必要がある．

そこで本研究では，まず，近年頻発化している波浪災害や海難事故の原因の 1 つとして考えられている波浪を暴波浪と呼び，中でも，設計で用いられている風浪と区別して，設計周期より長い周期をもつうねり性波浪を暴うねり，有義波高の 2 倍を超える Rayleigh 分布理論から推定しがたい一発大波を暴風浪と定義する．ついで，暴うねりに対しては護岸設計を対象に，周期を含むスペクトル形状に着目した護岸越波特性について明らかにするとともに，その特性を踏まえた護岸越波抑制法について検討する．暴風浪に対しては防波堤設計を対象に，浅海域における暴風浪の出現特性について明らかにするとともに，その出現頻度を考慮した波圧算定法について検討する．以下に各章の概略を述べる．

第 2 章では，現行の護岸や防波堤の設計法について概説するとともに，これらの設計法において改良すべき点について述べる．

第 3 章では，まず暴うねりの基本的な特性について整理し，断面水路や平面水槽を用いた模型実験やブシネスクモデルを用いた数値計算により暴うねりの護岸越波特性を明らかにする．ついで，暴うねりの護岸越波特性を踏まえた越波抑制法について提案する．

第 4 章では，まず暴風浪の基本的な特性について整理し，深海域や浅海域，深海域から汀線までを伝播する一方向波列を対象に，断面水路を用いた模型実験により浅海域における暴風浪の出現特性を明らかにする．ついで，浅海域における暴風浪の出現特性をもとに，暴風浪の出現頻度に相当する最高波高の確率密度分布やそれを考慮した波圧算定法の推定について検討する．

最後に，第 5 章において，本研究で得られた結果をまとめて結語とする．



## 第2章 現行の港湾・海岸構造物の設計法とその改良すべき点

### 2.1 概説

護岸や防波堤などの港湾・海岸構造物は、外洋から来襲する波浪に対して護岸背後地の保全や安全な利用のため、港湾域の静穏性の維持や船舶の安全な航行や停泊、係留、荷役に支障をきたさないように設計・建設される。港湾・海岸構造物の設計では、まず長期にわたる現地波浪の定常的な観測結果をもとに、少なくとも構造物の耐用年数以上の再現期間をもつ波が設計波として選定される。ついで、理論的・実験的・数値解析的な検討により、設計波が構造物に及ぼす力が算出され、その力に対して安全率や許容値を満足するように構造物が設計・建設される。しかしながら、このような方法で安全性を考慮して港湾・海岸構造物が設計されているにもかかわらず、近年では、これまでに観測された波浪の性質だけでは説明のつかないような甚大な沿岸災害や海難事故が暴うねりや暴風浪により引き起こされ、それらの原因究明や減災対策が急務の課題となっている。また、Hemer et al.(2013) が報告しているように、気候変動に伴い、長期的な波候の変化が予測されている。今後、地球温暖化の影響により気象や海象、波候が変動していくことを見据えると、現行の設計法だけにとどまらず、新しい概念の導入や設計外力の算定精度の向上、効率的な対策工法の提案などのさらなる検討を行い、段階的に設計法を改良していく必要がある。

そこで本章では、これまでに観測された波浪の性質だけでは説明のつかないような甚大な沿岸災害の原因の1つである暴うねりや暴風浪の浅海域における特性について整理する前に、現行の護岸や防波堤の設計法について概説するとともに、これらの設計法において改良すべき点について述べる。



## 2.2 護岸の設計法とその改良すべき点

### 2.2.1 護岸の設計法

護岸は、波浪による越波の抑制や後背地の浸水防止を目的に建設されるため、その設計においては護岸天端高の設定が重要になる。一般的に護岸天端高の設定方法に関しては2つの考え方が提案されている。一つは護岸の天端高を波の打ち上げ高よりも高くする考え方であり、もう一つは護岸を越波する水量を許容値以下に抑えうる天端高を採用する考え方である(合田, 2008)。前者では、越波を完全に阻止するために不規則波浪の波群中の最高波による最高打ち上げ高を対象とする必要があり、設置水深や海底地形の状況によっては天端高を波の打ち上げ高以上にすることが困難になる場合がある。また、地球温暖化等による気候変化の影響を受け、設計条件を上回る気象・海象条件が発生した場合には大きな損害を招く危険性を有している。一方、後者では、越波流量の許容値(以下では、許容越波流量と表記する)の設定が困難であるものの、ある程度の越波水塊の許容を前提としているため、設計条件を上回る気象・海象条件が発生した場合においてもその損害は大きくなるおそれは小さいと考えられる。このようなことを踏まえ、護岸設計では、1980年代から図-2.1に示すような許容越波流量に基づく護岸天端高の設定方法が採用されている(合田, 2008)。

許容越波流量は、『港湾の施設の技術上の基準・同解説』(2007)によると、護岸の構造や護岸背後の土地利用状況、排水施設的能力等の状況に応じて適切に設定しなければならないが、統一的な値は設定されていない。合田(1970)は台風による内湾の海岸堤防や護岸の被災調査から推定された当時の越波流量をもとに被災限界越波流量を提案している。越波流量の許容値については合田(1970)の値のほかに多くの研究が発表されており、表-2.1に示すようなさまざまな数値が提案されている。この許容越波流量は数十分間の平均流量を表しており、短時間の越波量はこれよりもかなり多い。また、福田ら(1973)は表-2.1の海岸堤防の構造形式に対する許容越波流量だけでなく、表-2.2に示すような背後地の利用状況をもとにした許容越波流量を提案している。なお、表-2.2は越波観測ビデオを見た人が判断した結果を用いて作成した表であり、表中の%以上の人が安全と判断できる越波流量を示している。さらに、永井ら(1964)は、表-2.3に示すような背後地に建設されている施設の重要度を考慮した規則波を対象とした実験結果から許容越波流量を提示している。これらの表からもわかるように、許容越波流量はその提案者による違いが大きく、設計対象によっても大幅に異なる。このように、越波流量の許容値を一律に定めることは難しく、

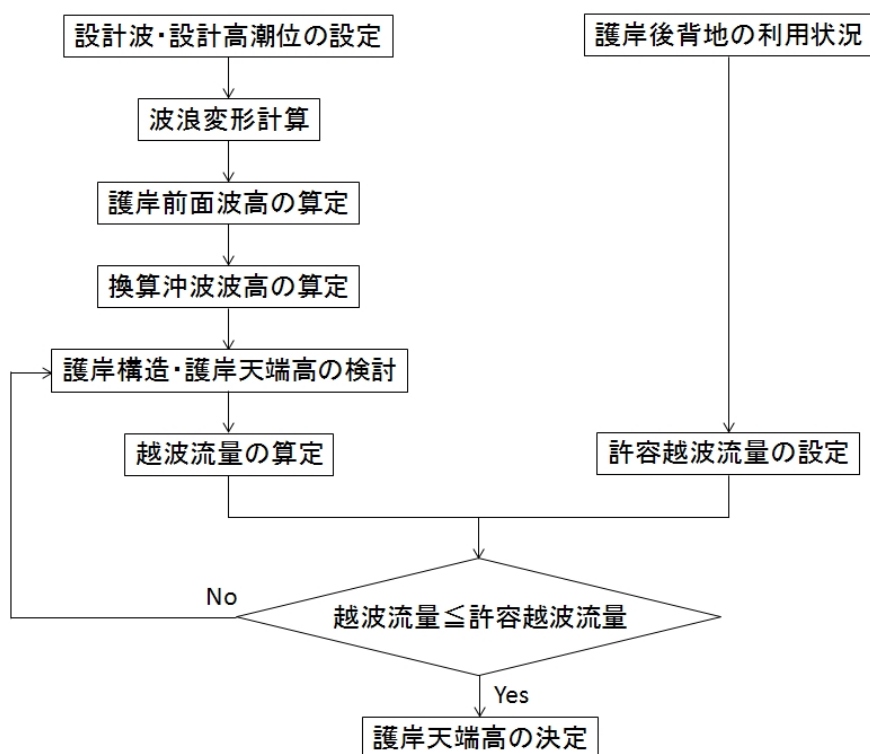


図-2.1 護岸天端高の決定方法の手順

状況に応じて適切に選択せざるを得ないことがわかる。

前述の『港湾の施設の技術上の基準・同解説』（2007）に従うと，護岸天端高の設計で重要となる護岸の越波流量は，波の不規則性を考慮した水理模型実験または既往の水理模型実験に基づく資料によって算定される．実際の設計では，直立護岸および消波護岸を対象に合田ら（1975）が水理模型実験や数値計算の結果に基づいて作成した越波流量算定図やこれを定式化した越波流量推定近似式（高山ら，1982）が採用される場合が多い．以下に，合田ら（1975）および高山ら（1982）の越波流量の算定方法について概説する．

合田ら（1975）は，吉川ら（1967）による規則波に対する越流モデルを式（2.1）に示すような不規則波に対する越流流量に修正した計算モデルおよび断面実験結果をもとに，図-2.2 に示すような越波流量算定図を提案している．

$$\frac{q_G}{\sqrt{2g(H'_0)^3}} = \int_0^\infty A_0 \left( \frac{K}{1+K} \right)^{3/2} x^{3/2} \left[ 1 - \frac{h_c}{H_0 K x} \right]^{5/2} p(x) dx \quad (2.1)$$

ここで， $q_G$  は合田ら（1975）の護岸越波流量であり， $H'_0$  は換算沖波波高， $h_c$  は護岸天端高， $H_0$  は沖波波高， $x$  は個々の波の波高  $H$  を換算沖波波高で無次元した波高  $H/H'_0$  である．また， $A_0$



表-2.1 海岸堤防・護岸の許容越波流量に関する許容流量 (合田 (1970) をもとに作成)

種別	被覆工その他	越波流量 (台風時) (m <sup>3</sup> /m/s)	越波流量 (冬期風浪) (m <sup>3</sup> /m/s)	備考	提案者
護岸	・天端被覆工あり ・天端被覆工なし	0.2 0.05	- -	台風 5313 号, 5915 号の事例	合田 (1970)
海岸堤防	・三面コンクリート被覆 ・天端被覆工あり, 裏法面被覆工なし ・天端, 裏法面ともに 被覆工なし	0.05 0.02 0.005 以下	0.002~0.01 - -	台風 5313 号, 5915 号の事例 冬期風浪は日本 海沿岸の事例	合田 (1970) 福田ら (1973)
直立護岸	・低天端消波護岸を含む	0.01 以下	0.01	1991 年~1993 年の被災事例	鈴木ら (1994)
ブロック 積護岸	・消波工天端高が護岸 天端高の 0.5 倍以上	0.01	0.01 以上	1991 年~1993 年の被災事例	鈴木ら (1994)
護岸舗装	・インターロッキング 舗装	0.01	0.01	北海道 A 漁港	遠藤ら (1995)
自動車	・停車, 低速走行 ・平常走行, 車両被害	0.01~0.05 1.1×10 <sup>-5</sup>	0.01~0.05 1.1×10 <sup>-5</sup>	観測地点不明 臨港道路	Allsop et al.(2005) 木村ら (2003)
歩行者	・越波に注意している人 ・無警戒の者	1.0×10 <sup>-4</sup> 3.0×10 <sup>-5</sup>	1.0×10 <sup>-4</sup> 3.0×10 <sup>-5</sup>		Allsop et al.(2005)
マリーナ	・護岸から長さ 5~10m の小型ボート沈没	0.01	0.01		Allsop et al.(2005)
建築物	・構造的被害 ・建具類への被害 ・無被害	3.0×10 <sup>-5</sup> ∟ 1.0×10 <sup>-6</sup>	3.0×10 <sup>-5</sup> ∟ 1.0×10 <sup>-6</sup>		Allsop et al.(2005)

は越流係数に対応する定数 ( $A_0=0.10$ ) であり,  $p(x)$  は無次元波高  $x$  の確率密度関数で, 不規則波の碎波変形モデル (合田ら, 1975) により与えられる値である. パラメータ  $K$  は波峰高  $\eta_c$  と個々の波の波高の比であり, 式 (2.2) および式 (2.3) で与えられる.

$$K = \frac{\eta_c}{H} \quad (2.2)$$

$$= \min \left\{ \left[ 1.0 + a \frac{xH'_0}{h} + \frac{b}{K_{sb}} \left( \frac{xH'_0}{h} \right)^2 \right], c \right\} \quad (2.3)$$

ここで,  $h$  はサーフピートや平均水位上昇量を考慮しない堤体前面水深,  $K_{sb}$  は有義波高  $H_{1/3}$  と換算沖波波高の比  $H_{1/3}/H'_0$  で表される非線形浅水効果と碎波減衰による有義波高の変化率である. 係数  $a, b, c$  の値として, 直立護岸の場合では  $a=1.0, b=0.8, c=10.0$ , 消波護岸の場合では  $a=0.5, b=0.0, c=5.0$  が推奨されている. 合田ら (1975) の越波流量算定図は, 直立護岸と消波護岸の2種類の護岸構造に対してそれぞれ, 海底勾配が  $1/30$  と  $1/10$ , 沖波波形勾配が  $0.012$  や

表－2.2 背後地の利用状況からみた許容越波流量に関する概略値（『港湾の施設の技術上の基準・同解説』（2007）より抜粋）

利用者	堤防からの距離	越波流量 ( $\text{m}^3/\text{m}/\text{s}$ )
歩行者	直背後 (50% 安全度)	$2.0 \times 10^{-4}$
	直背後 (90% 安全度)	$3.0 \times 10^{-5}$
自動車	直背後 (50% 安全度)	$2.0 \times 10^{-5}$
	直背後 (90% 安全度)	$1.0 \times 10^{-6}$
家屋	直背後 (50% 安全度)	$7.0 \times 10^{-5}$
	直背後 (90% 安全度)	$1.0 \times 10^{-6}$

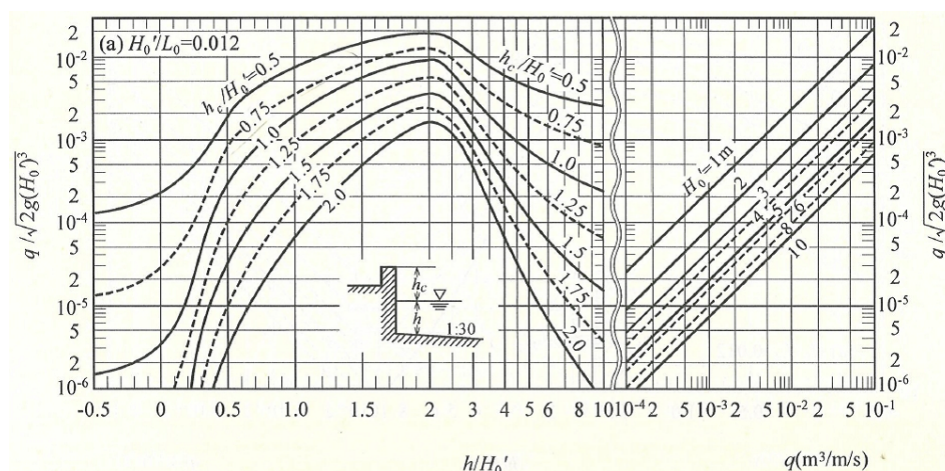
表－2.3 背後地の重要度からみた許容越波流量に関する概略値（『港湾の施設の技術上の基準・同解説』（2007）より抜粋）

地区区分	越波流量 ( $\text{m}^3/\text{m}/\text{s}$ )
背後に人家，公共施設等が密集しており，特に越波・しぶき等の侵入により重大な被害が予想される地区	0.01 程度
その他の重要な地区	0.02 程度
その他の地区	0.02～0.06

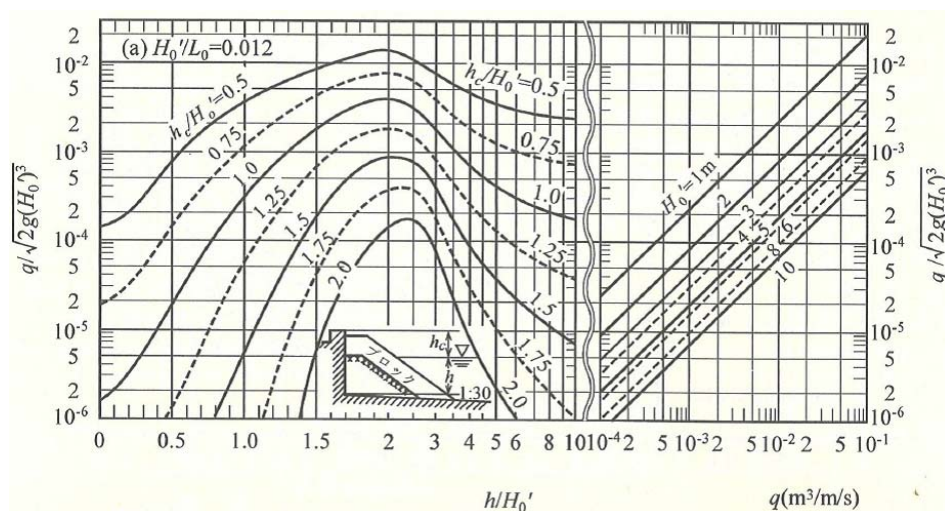
0.017，0.036 を組み合わせた合計 12 枚の図で構成され，その適用範囲は相対水深  $h/H_0 = -0.6 \sim 1.7$  である．ただし，上述の計算モデルではサーフビート振幅や平均水位上昇などの長周期変動が考慮されていないため，断面実験で得られた越波流量を再現するように，護岸前面水深が恣意的に補正されている．

高山ら (1982) は，合田ら (1975) の越波流量算定図をもとに，直立護岸の設置位置における Shoaling や Breaking，Post Breaking 領域の波浪特性を考慮した越波流量推定近似式を提案している．Post Breaking 領域では，護岸設置位置が汀線上や汀線より陸側，汀線より沖側にある場合の 3 種類の近似式が提案されている．護岸が汀線上にある場合では，越波流量  $q_T$  は汀線上における波の遡上高を決定するパラメータ  $i/\sqrt{H_0/L_0}$  と無次元越波流量の対数値  $\log(q_T/\sqrt{2gH_0^3})$  の直線的な関係を用いて式 (2.4) で表される． $L_0$  は沖波波長であり， $i$  は護岸前面における海底勾配である．

$$\log \left( \frac{q_T}{\sqrt{2gH_0^3}} \right) = a + \frac{bi}{\sqrt{H_0/L_0}} \quad (2.4)$$



(a) 直立護岸



(b) 消波護岸

図-2.2 合田ら (1975) の越波流量算定図の一例 (海底勾配: 1/30, 沖波波形勾配: 0.012)

ここで,  $a$  および  $b$  は式 (2.5) および式 (2.6) に示すような相対天端高  $h_c/H_0$  の関数で表される.

$$a = -2.2 - 4.69 \left( \frac{h_c}{H_0} \right) \quad (2.5)$$

$$b = 1.04 + 3.44 \left( \frac{h_c}{H_0} \right) \quad (2.6)$$

護岸が汀線より陸側にある場合には, 越波流量は式 (2.7) に示すように合田ら (1975) の越波流量算定図の等越波流量線に沿い, 汀線より陸側の地盤高  $z$  に位置する護岸の天端高  $h_c'$  を, 汀線上 ( $z=0$ ) の護岸の天端高  $h_{c0}$  に換算し, それを式 (2.5)~式 (2.6) に代入して求められる.

$$h_{c0} = h_c' + \alpha z \quad (2.7)$$

ここで,  $\alpha$  は式 (2.8) で表される値である .

$$\alpha = 1.19 + 0.08 \left( \frac{h'_c}{H_0} \right) \quad (2.8)$$

護岸が汀線より沖側にある場合では, 越波流量は式 (2.9) で与えられる .

$$\log \left( \frac{q_T}{\sqrt{2gH_0^3}} \right) = q_0 + (q_B - q_0) \left( \frac{h}{H_0} \right) \left( \frac{i}{\sqrt{H_0/L_0}} \right) \quad (2.9)$$

ここで,  $q_0$  は式 (2.5)～式 (2.6) から求まる汀線上の無次元越波流量の対数値,  $q_B$  は Post Breaking 領域と Breaking 領域の境界水深  $h/H_0 (= i/\sqrt{H_0/L_0})$  における越波流量の対数値である .

高山ら (1982) のモデルでは, Breaking 領域に対して,  $(h_c - \bar{\eta})/H_0 = 0.5$  を境に式 (2.10) に示すような 2 種類の近似式が提案されている .

$$\log \left( \frac{q_T}{\sqrt{2gH_0^3}} \right) = \begin{cases} \log (0.053\gamma_s^{1.5}) - \frac{2(h_c - \bar{\eta})}{H_0} (1.935\gamma_s^{-0.545} + \log (0.053\gamma_s^{1.5})) & : 0 \geq \frac{(h_c - \bar{\eta})}{H_0} < 0.5 \\ a\gamma_s^b & : 0.5 \geq \frac{(h_c - \bar{\eta})}{H_0} < 2.0 \end{cases} \quad (2.10)$$

ここで,  $a$ ,  $b$  および  $\gamma_s$  は, 式 (2.11)～式 (2.13) で表される値であり,  $H_S$  は護岸設置位置における通過波の有義波高である .

$$a = -1.38 - 1.11 \frac{(h_c - \bar{\eta})}{H_0} \quad (2.11)$$

$$b = -0.48 - 0.13 \frac{(h_c - \bar{\eta})}{H_0} \quad (2.12)$$

$$\gamma_s = 0.71 \left( \frac{H_S}{H_0} \right) \left( \frac{H_0}{L_0} \right)^{-0.09} \quad (2.13)$$

さらに, Shoaling 領域では, 砕波前における波浪は水深に依存するという仮定において, 式 (2.14) に示すような近似式が提案されている .

$$\log \left( \frac{q_T}{\sqrt{2gH_0^3}} \right) = \max (q_2, q_3) \quad (2.14)$$

ここで、 $q_2$  および  $q_3$  は式 (2.15)～式 (2.18) で与えられる値である．

$$a = -0.94 - 2.2 \left( \frac{h_c}{H_0} \right) + 32 \left( \frac{H_0}{L_0} \right) \quad (2.15)$$

$$b = -0.65 - 0.2 \left( \frac{h_c}{H_0} \right) - 34 \left( \frac{H_0}{L_0} \right) \quad (2.16)$$

$$q_2 = a \log \left( \frac{h}{H_0} \right) + b \quad (2.17)$$

$$q_3 = -1.17 - 2.43 \left( \frac{h_c}{H_0} \right) \quad (2.18)$$

このように、現行の護岸の設計では、合田ら (1975) の越波流量算定図や高山ら (1982) の近似式から、算定された時間平均越波流量が許容越波流量を下回るように、護岸構造や護岸天端高が決められている．

### 2.2.2 護岸の設計法の改良すべき点

2.2.1 節で述べたように、現行の護岸設計法では、波浪による越波の抑制や後背地への浸水防止を目的に、護岸背後地の利用状況や排水施設的能力等に応じた許容越波流量に対して護岸越波流量が小さくなるように護岸の構造や天端高が設計される．その際、護岸越波流量は合田ら (1975) の越波流量算定図や高山ら (1982) の近似式が用いられる．これらの方法による推定が困難な場合には、設計対象となる護岸形式を用いた水理模型実験や数値計算により越波流量が直接算定される．

合田ら (1975) の越波流量算定図や高山ら (1982) の近似式を作成するもとになった断面実験では、Bretschneider・光易型スペクトルで表現される風浪を想定した不規則波浪が用いられていた．入射波高  $H_{in}$  および入射波周期  $T_{in}$  がそれぞれ、実験スケールで 15.0 cm および 1.7, 2.3, 2.8 s の3種類であった．しかしながら、近年、発生している甚大な越波浸水災害は、詳細については第3章で述べるが、風浪に相当する Bretschneider・光易型スペクトルではなく、スペクトル尖鋭度の大きい狭帯域スペクトルを有する暴うねりによるものが多い．したがって、このようなスペクトル尖鋭度の大きい波浪に対する合田ら (1975) の越波流量算定図や高山ら (1982) の近似式の適用性について現時点では不明であり、周波数スペクトルの形状と越波流量の関係についてさらなる検討が必要である．また、このような波浪が浅海域に来襲する場合、スペクトル尖鋭度が大きくなるほど、波の波群の度合が強くなり (Battjes・Van Vledder, 1984)、サーフビートのような長周期変動が誘起される傾向が強くなる (たとえば、関本・水口, 1995)．したがって、狭帯域



スペクトルを有する暴うねりの伝播過程において発生されうる長周期変動が越波流量に及ぼす影響についても検討が必要である。

一方、現行の設計法では、上述したように、0.5~1.0 時間程度に相当する数百波に対して時間平均された越波量として合田ら (1975) や高山ら (1982) の越波流量が用いられているが、平均越波流量を数波あるいは 1 波に換算した越波量の時間変動という観点からみると、短時間における大きな 1 波や数波の高波の連なりの来襲による過度の越波によって壊滅的な被害が生じてしまうおそれがある。たとえば、西湘海岸 (佐藤ら, 1998) や下新川海岸の越波浸水災害 (川崎ら, 2008) などが挙げられる。このような観点から、木村ら (1981, 1982) は高波の連なりの効果を取り入れた短時間越波量の概念を護岸の安定性の評価に導入している。また、井上ら (1988, 1989) は、合田ら (1975) の平均越波流量や木村ら (1981, 1982) の高波の連なりによる短時間越波量の概念に加え、不規則波の 1 波あたりの許容越波量を設計対象の項目に加えるべきであると主張するとともに、勾配 1/10 斜面上の直立護岸を対象とした断面実験により、最大越波流量は平均越波流量の 5~10 倍、条件によっては 20 倍程度に達することを明らかにしている。さらに、関本ら (1995) は高波浪が来襲する大水深域における護岸を対象に、比較的短時間に発生する越波量の特性について検討を行い、最大越波流量は平均越波流量の 5~12 倍程度であり、大水深域においても井上ら (1989) と同様な結果を得るとともに、越波には高波の連なりが顕著に影響を及ぼすことを指摘している。したがって、平均越波流量だけでなく、短時間越波量や 1 波ごとの越波量の評価やこれらの効果的な抑制法に関するさらなる検討が必要である。

## 2.3 防波堤の設計法とその改良すべき点

### 2.3.1 防波堤の設計法

防波堤は、港湾域の静穏性の維持や船舶の安全な航行や停泊、係留、荷役が確保されるように、外洋からの来襲波に対して耐波安定性を有しておく必要がある。わが国で主流な構造形式である混成防波堤の設計では、防波堤前面における重複波や碎波の連続的な取り扱いの概念を導入して提案された合田 (1973) による波圧算定式、これに対して波向補正が行われた谷本ら (1976) による波圧算定式から、防波堤の直立壁に作用する前面波圧強度や浮力、揚圧力を算定し、防波堤の滑動や転倒、基礎地盤の支持力等の安定性照査が行われる。以下では、合田 (1973) による波圧算定式に基づき、混成防波堤の設計で重要となる防波堤の直立壁に作用する波圧強度の算定法につ

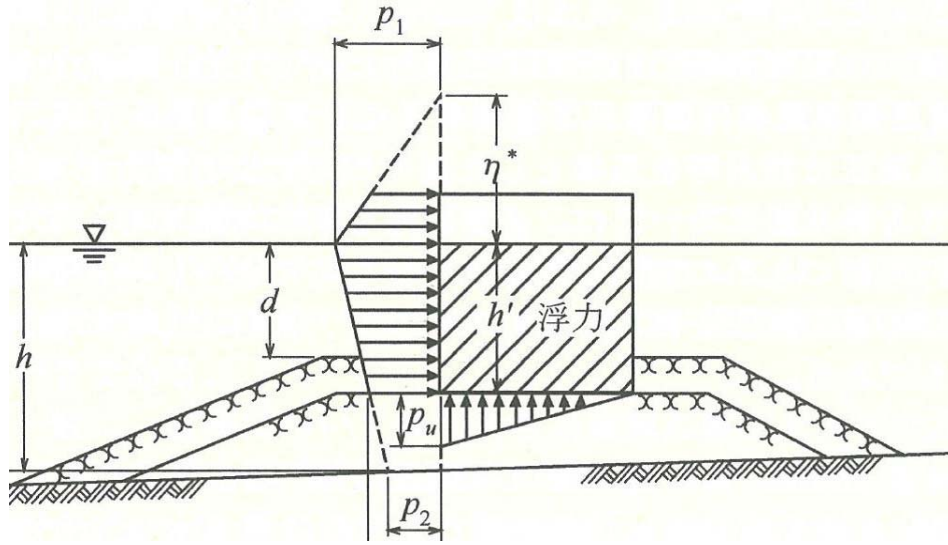


図-2.3 混成防波堤の直立壁に作用する波圧分布 (合田 (2008) より抜粋)

いて概説する．

波圧強度の算定法では，対象とする不規則波列の中で最も大きい波圧強度が作用すると考えられる最高波を設計波として定義し，最高波が防波堤の直立壁に対して図-2.3 に示すような分布をもって作用すると仮定して波圧強度が算定される．図中の  $d$  はマウンド上の水深， $h'$  は直立壁の底面から静水面までの高さを表している．防波堤の設計波である最高波は，防波堤の設置位置において碎波が発生しない場合では，海の波の波高分布が Rayleigh 分布に従うという仮定のもとに，設計波高  $H_D$  が式 (2.19) で与えられる．

$$H_D = H_{max} = 1.8H_{1/3} \quad (2.19)$$

ここで， $H_{max}$  および  $H_{1/3}$  はそれぞれ，直立壁の前面水深に対する進行波としての最高波高および有義波高である．最高波が局所的な地形変化に伴う碎波の影響を受ける場合では，設計波は防波堤の直立壁の前面から沖側に  $5.0H_{1/3}$  だけ離れた地点における最高波として定義される．ただし，このときの  $H_{1/3}$  は防波堤の設置水深に対する有義波高である．この場合における設計波高は，式 (2.20) に示すような合田 (2008) による碎波帯内の波高の略算式から算出される． $K_s$  は有限振幅波理論に基づく首藤 (1974) による浅水係数である．

$$H_{max} \equiv H_{1/250} = \begin{cases} 1.8K_s H'_0 & : h/L_0 \geq 0.2 \\ \min \left\{ \left( \beta_0^* H'_0 + \beta_1^* h \right), \beta_{max}^* H'_0, 1.8K_s H'_0 \right\} & : h/L_0 < 0.2 \end{cases} \quad (2.20)$$

ここで， $\beta_0^*$ ， $\beta_1^*$  および  $\beta_{max}^*$  は式 (2.21)～式 (2.23) で与えられる係数であり， $\tan \theta$  は海底勾配で

ある．

$$\beta_0^* = 0.052 \left( H'_0/L_0 \right)^{-0.38} \exp \left( 20 \tan^{1.5} \theta \right) \quad (2.21)$$

$$\beta_1^* = 0.63 \exp \left( 4.2 \tan \theta \right) \quad (2.22)$$

$$\beta_{max}^* = \max \left\{ 1.65, 0.53 \left( H'_0/L_0 \right)^{-0.29} \exp \left( 2.4 \tan \theta \right) \right\} \quad (2.23)$$

直立壁に作用する前面波圧強度は図-2.3 に示すような式 (2.24)～式 (2.27) で表される波圧の作用高  $\eta^*$  において 0，静水面の高さにおいて最大値  $p_1$ ，海底面において  $p_2$ ，直立壁の底面において  $p_3$  となる直線的に変化する分布で表される．なお， $\rho_w$  は水の密度， $g$  は重力加速度， $L$  は有義波の波長である．

$$\eta^* = 0.75 (1 + \cos \beta) \lambda_1 H_D \quad (2.24)$$

$$p_1 = \frac{1}{2} (1 + \cos \beta) (\alpha_1 \lambda_1 + \alpha_2 \lambda_2 \cos^2 \beta) \rho_w g H_D \quad (2.25)$$

$$p_2 = \frac{p_1}{\cosh (2\pi h/L)} \quad (2.26)$$

$$p_3 = \alpha_3 p_1 \quad (2.27)$$

ここで， $\beta$  は直立壁の壁面に対する垂線と波の主波向とのなす角度であり， $\lambda_1$  および  $\lambda_2$  はそれぞれ防波堤の構造形式に関わる補正係数で，混成防波堤の場合では  $\lambda_1 = \lambda_2 = 1.0$  である． $\alpha_1$ ， $\alpha_2$  および  $\alpha_3$  は式 (2.28)～式 (2.30) で与えられる定数であり， $\alpha_1$  および  $\alpha_3$  の算出に必要な  $1/\cosh (2\pi h/L)$  の値はそれぞれ，図-2.4(a) および図-2.4(b) から算定される．

$$\alpha_1 = 0.6 + \frac{1}{2} \left( \frac{4\pi h/L}{\sinh (4\pi h/L)} \right)^2 \quad (2.28)$$

$$\alpha_2 = \min \left\{ \frac{h_b - d}{3h_b} \left( \frac{H_D}{d} \right)^2, \frac{2d}{H_D} \right\} \quad (2.29)$$

$$\alpha_3 = 1 - \frac{h'}{h} \left( 1 - \frac{1}{\cosh (2\pi h/L)} \right) \quad (2.30)$$

ここで， $h_b$  は防波堤の直立壁の前面から沖側に  $5.0H_{1/3}$  だけ離れた地点における水深である．

鉛直方向については，浮力は設計潮位における静水位中の排除体積に相当する圧力強度であり，揚圧力は前趾において式 (2.31) で与えられる圧力強度  $p_u$ ，後趾において 0 となる三角分布で表され，越波の有無にかかわらずに直立壁の底面に作用する．

$$p_u = \frac{1}{2} (1 + \cos \beta) \alpha_1 \alpha_3 \lambda_3 \rho_w g H_D \quad (2.31)$$



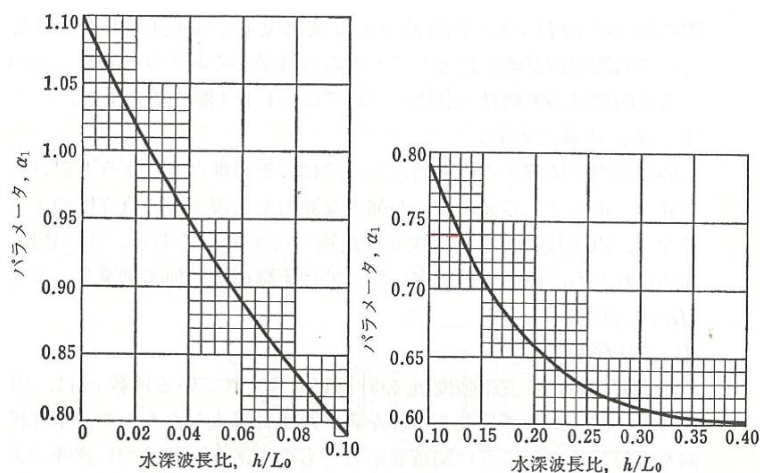
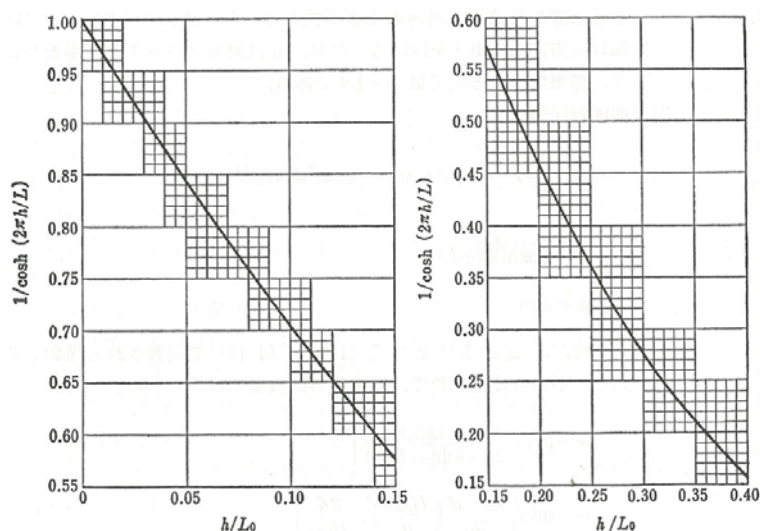
(a) 波圧係数  $\alpha_1$  の算定図(b) 波圧係数  $\alpha_3$  の算出に必要な  $1/\cosh(2\pi h/L)$  の算定図

図-2.4 波圧係数に関する算定図 (合田 (2008) より抜粋)

ここで、 $\lambda_3$  は防波堤の構造形式に関わる補正係数で、混成防波堤の場合では  $\lambda_3=1.0$  である。

さらに、防波堤の基礎マウンドの天端幅や高さによっては衝撃砕波力が誘起される場合がある。谷本ら (1981) は広範囲のマウンド形状と波浪条件について防波堤模型の滑動実験を行い、滑動限界の堤体重量から作用波力を推定し、衝撃砕波力の発生限界とその有効値について検討を行っている。高橋ら (1992) は谷本ら (1981) の実験結果を再整理することにより、新たに衝撃砕波力係数  $\alpha_I$  を提案し、静水面における波圧強度  $p_1$  に関する式 (2.25) を次のように修正している。

$$p_1 = \frac{1}{2}(1 + \cos \beta) (\alpha_1 + \alpha^* \cos^2 \beta) \rho_w g H_D : \alpha^* = \max(\alpha_2, \alpha_I) \quad (2.32)$$

衝撃砕波力係数  $\alpha_I$  は、式 (2.33) に示すような波高水深比に関わるパラメータ  $\alpha_{I,0}$  とマウンド形状

に関わるパラメータ  $\alpha_{I,1}$  の積で表さ，これらのパラメータ  $\alpha_{I,0}$  および  $\alpha_{I,1}$  はそれぞれ，式 (2.34) および式 (2.35) で与えられる．

$$\alpha_I = \alpha_{I,0} \times \alpha_{I,1} \quad (2.33)$$

$$\alpha_{I,0} = \min \{H_D/d, 2.0\} \quad (2.34)$$

$$\alpha_{I,1} = \begin{cases} \cos \delta_2 / \cosh \delta_1 & : \delta_2 \leq 0 \\ 1 / [\cosh \delta_1 \times \cosh^{0.5} \delta_2] & : \delta_2 > 0 \end{cases} \quad (2.35)$$

$$\delta_1 = \begin{cases} 20\delta_{11} & : \delta_{11} \leq 0 \\ 15\delta_{11} & : \delta_{11} > 0 \end{cases} \quad (2.36)$$

$$\delta_2 = \begin{cases} 4.9\delta_{22} & : \delta_{22} \leq 0 \\ 3.0\delta_{22} & : \delta_{22} > 0 \end{cases} \quad (2.37)$$

$$\delta_{11} = 0.93 \left( \frac{B_M}{L} - 0.12 \right) + 0.36 \left( 0.4 - \frac{d}{h} \right) \quad (2.38)$$

$$\delta_{22} = -0.36 \left( \frac{B_M}{L} - 0.12 \right) + 0.93 \left( 0.4 - \frac{d}{h} \right) \quad (2.39)$$

ここで， $B_M$  は基礎マウンドの天端の前肩幅である．なお，大水深域に防波堤を建設する場合には，式 (2.38) および式 (2.39) をそのまま使用すると，結果として衝撃砕波力係数が過大に評価される場合があるため，下迫・大崎 (2005) は水深が  $h > 2H_{max}$  となるときには仮想水深として  $h=2H_{max}$  を用いることを推奨している．

このように，現行の防波堤の設計では，砕波の影響を取り入れた最高波に対し，合田 (1973) や谷本ら (1976)，高橋ら (1992) の波圧式により防波堤の直立壁に作用する波圧分布を算出し，それらを用いて防波堤の安定性の照査が行われる．

### 2.3.2 防波堤の設計法の改良すべき点

2.3.1 節で述べたように，現行の防波堤の設計法では港湾域の静穏性の維持や船舶の安全な航行や停泊，係留，荷役を目的に，外洋からの来襲波による防波堤への作用波圧や浮力，揚圧力から得られる防波堤の滑動や転倒，基礎地盤の支持力に対する安全率が 1.0 以上になるように防波堤が設計される．その際，防波堤に作用する波圧強度は，合田 (1973) の波圧式や波向補正された谷

本ら(1976)の波圧式, 衝撃砕波力を考慮した高橋ら(1992)の波圧式から算出される。また, 防波堤に対する設計外力は来襲する不規則波列の中で最も厳しい波圧を与えうるような最高波とみなし, 対象とする波列の波高分布が Rayleigh 分布に従うという仮定のもとに有義波高の 1.8 倍に相当する最高波高が設計波高として用いられる。このように波圧強度は最高波高に大きく依存し, その算定では波高分布は Rayleigh 分布に従うという仮定条件が重要な意味をもっている。しかしながら, 1990 年代中頃より, 外洋において突然, 出現確率の観点から有義波高の 2 倍を超えるような高波が出現することが報告され(たとえば, Dean, 1990), このような高波との遭遇による巨大旅客船や漁船などの海難事故も報告されている(たとえば, 2008 年に発生した第 59 寿和丸)。外洋における高波の発生原因には, 3 次の非線形干渉による 4 波準共鳴相互作用の影響が大きいことが報告されており(Yasuda・Mori, 1993), 数値シミュレーションや水槽実験に基づき, その出現特性や予測モデルの構築に関する研究が精力的に行われている。大きなポイントとして, Janssen(2003)は, 深海域において 3 次の非線形干渉の影響が顕著になると, 水面変位の 4 次モーメントである kurtosis が増加し, それに伴って Freak Wave のような高波の出現確率が増大することを定式化している。さらに, Mori・Janssen(2006)はこのような高波を Rayleigh 分布から乖離した波浪とみなし, 波浪スペクトルや 3 次の非線形干渉の強さ, kurtosis の相互関係から高波の出現頻度を推定する枠組みを構築している。さらに, 近年では水深の影響を取り入れた考えが提唱されている(たとえば, Janssen・Onorato, 2007)。したがって, 比較的大水深域に防波堤を建設する場合においても, 波浪の非線形の影響を考慮し, Rayleigh 分布からの乖離を適切に評価した最高波高や波圧強度を算定する必要がある。

## 2.4 結 語

本章では, 現行の護岸や防波堤の設計法について概説するとともに, それぞれの設計法に対する改良すべき点について整理を行った。以下に, 本章で得られた結果について要約する。現行の護岸および防波堤の設計法については, 以下のようである。

- (1) 護岸の設計では, 護岸越波流量は合田ら(1975)の越波流量算定図や高山ら(1982)の近似式により算出され, それが護岸背後地の利用状況や排水施設的能力等に応じた許容越波流量に対して小さくなるように護岸の構造や天端高が設計される。この際, 護岸越波流量は風浪に対する越波流量の時間平均量として評価される。

- (2) 防波堤の設計では，波圧強度は合田 (1973) の波圧式や波向補正された谷本ら (1976) の波圧式，衝撃砕波力を考慮した高橋ら (1992) の波圧式により防波堤の直立壁に作用する波圧強度や浮力，揚圧力が算出され，防波堤の安定性が照査される．この際，波圧強度は Rayleigh 分布に従う最高波に対して算出される．

それぞれの設計法に対する改良すべき点は，以下にまとめられる．

- (1) 護岸の設計では，高波の連なりが形成されやすい狭帯域スペクトルを有する波浪に対して護岸の安全設計が可能となるように，そうした波浪が越波流量に及ぼす影響や高波の連なりにより誘起される長周期変動が越波に及ぼす影響，短時間越波量や 1 波ごとの越波量の評価，越波の効率的な抑制法について検討する必要がある．
- (2) 防波堤の設計では，有義波高の 2 倍以上の最高波高を有する波浪に対しても防波堤の安全設計が可能となるように，Rayleigh 分布からの乖離を適切に評価した最高波高や波圧強度について検討を行う必要がある．

以上の結果を踏まえ，次章以下ではこれまでに観測波浪では説明しきれない沿岸災害や海難事故を引き起こす波浪の浅海域における特性について検討を行うとともに，港湾・海岸構造物の設計法への応用を提案する．



## 第3章 暴うねり特性とその港湾・海岸構造物の設計法への応用

### 3.1 概説

2000 年以降，気候変動の影響によると思われる台風の経路変化や強大化，季節風の特長変化に伴い，我が国沿岸において大規模な沿岸災害が多発している．たとえば，2006 年 9 月には，台風 12 号により，岩手県久慈港の半崎地区護岸の損壊や護岸背後に建設された北日本造船久慈工場で越波浸水被害が発生した．このとき，隣接する岩手県島の腰漁港において，2003 年の護岸改良当時の設計波（波高：6.0 m，周期：12.6 s）よりも周期の長い，周期 16.0 s のうねり性波浪が観測されていた．また，2007 年 9 月には，台風 9 号により神奈川県西湘海岸の西湘バイパスが延長 1.1 km にわたって被災し，道路地盤を支える重力式擁壁が倒壊・流出した．被災の主な要因として，当初の設計を越える波浪の来襲に加えて，周期の長い水位変動や海底地形変化による波の集中，海岸の侵食などが挙げられた（国土交通省関東地方整備局横浜国道事務所，2008）．このときの神奈川県平塚で観測された有義波周期は 14.2s であり，擁壁完成当時に想定されていた波の周期である 11.0s を上回るものであった．さらに，2008 年 2 月 24 日には，日本海を横断した低気圧により設計波（波高：4.80 m，周期：12.0 s）に比べて波高は小さいものの，周期の長いうねり性波浪（観測値で有義波高が 4.22 m，有義波周期が 14.2 s）が来襲し，富山県伏木富山港の防波堤のほぼ半区間にわたって被災するとともに，海岸の護岸緑地が越波により浸食された．また，黒部川河口近くの入善町芦崎地区（下新川海岸）では，海岸保全施設が被災するとともに，護岸からの越波・越流により護岸背後の家屋の損壊や浸水等の甚大な被害が発生した．一方，2004 年 5 月には，台風 2 号が関東地方のはるか沖合を通過した後，晴天時にもかかわらず神奈川県久里浜湾内で周期が 16.1 s のうねり性波浪により漁船転覆事故が発生した．

このように，近年の沿岸災害は，設計周期より長い周期をもつうねり性波浪によるものが多いが，その伝播変形過程や港湾・海岸構造物に対する影響などについて，未解明な部分が多く残っている．本論文では，設計周期より長い周期をもつうねり性波浪を暴うねりと定義する．暴うね



りの特性の詳細については次節以降で述べるが、暴うねりは風浪よりも周期が長く、水深のより深い海域から海底地形の影響を受けて屈折や浅水変形により高波浪となって沿岸域に來襲する可能性がある。また、暴うねりは風浪と異なる波浪スペクトル形状を有することにより、波群の形成やサーフビートのような水位の長周期変動が誘起されうる。したがって、風浪と異なる暴うねりの性質により、護岸上の越波現象に違いが生じることが懸念される。たとえば、現行の護岸設計では、風浪を対象とした護岸越波流量算定手法（たとえば、合田ら、1975）が用いられているが、暴うねりに対しての適用性については明らかになっていない。また、暴うねりの護岸越波を考える際、井上ら（1988，1989）や関本ら（1992）が報告しているように、暴うねり特有の波群や水位の長周期変動が短時間に発生する越波に及ぼす影響について明らかにしておくことが必要となる。

我が国の護岸断面には、最も単純で基本形の1つである海底面から平滑な壁面を形成させた直立護岸や直立壁の前面に消波ブロックのマウンドを設けた消波護岸などが多く見られる。また、近年では、來襲する波のエネルギーを低減させるために直立壁の前面に傾斜面を設けた傾斜護岸が全国各地で整備され、比較的低コストで越波の許容能力を一時的に高めることが可能な排水施設の付加された護岸も整備されている。地球温暖化に伴う台風の強大化や気候変動により現在想定されている設計外力が変化することが予想され、既に広く普及している直立護岸の防護レベルの向上が期待されている。したがって、近年、あまり経験してこなかった甚大な沿岸災害が発生している状況下では、暴うねりの発生頻度の増大は、沿岸部にとって非常に脅威であり、その特性解明や港湾・海岸構造物の設計法の抜本的な変革を含めた早急な対応が必要である。

そこで本章では、暴うねりの護岸越波特性を明らかにするとともに、その越波抑制法を提案する。まず、暴うねりの基本的な特性について理解を深めるため、風浪との違いについて概説する。ついで、最も標準的な断面である直立護岸を対象に、断面水路を用いた模型実験により1次元的な暴うねりの護岸越波特性について検討を行う。その後、平面水槽を用いた模型実験やブシネスクモデルを用いた数値計算により、平面2次元的な暴うねりの護岸越波特性について検討を行う。被災例としてここでは、2008年2月に甚大な越波浸水災害が発生した富山県下新川海岸の傾斜護岸と2004年5月に16.1 sの周期を有する暴うねりが來襲した神奈川県久里浜湾内の排水機能が整備された直立護岸を対象に暴うねりの護岸越波特性について検討を行う。最後に、これらの検討結果をもとに、効果的な護岸越波抑制案について提案を行う。

## 3.2 風浪と暴うねりの関係

海面上に風が吹くと小さなさざなみが発生し、さざなみは効果的に風からエネルギーを吸収して発達し、次第に大きな波に発達する。このような海の波は風浪、あるいは風波と呼ばれ、そのエネルギーの大部分は 0.1 Hz~1.0 Hz 付近の範囲に集中している。本論文では、便宜上、このような波浪を風浪と表記する。風浪の波面は、時間的・空間的に複雑な変動を示すが、砕波や気泡の混入などの極限的な状態を除けば、連続的でなめらかな変動を示す。このような風浪の不規則波形は、波の非線形度を表す波形勾配が波の砕波により制限されて極端に大きくならないため、式 (3.1) に示すように近似的に無限に多くの独立な成分波の線形重ね合わせとして表現することが可能である (Longuet-Higgins, 1957)。

$$\eta = \eta(x, y, t) = \sum_{n=1}^{\infty} a_n \cos(k_n \theta_n - 2\pi f_n t + \epsilon_n) \quad (3.1)$$

ここで、 $\eta$  は平均水位からの水面上昇量、 $a$  は波の振幅、 $k=(k_x, k_y)$  は波数、 $\theta$  は波の進行方向と  $x$  軸のなす角度、 $f$  は周波数、 $\epsilon$  は位相、 $n$  は成分波の個数である。ただし、線形重ね合わせの考え方は、以下の 4 つの条件を前提としている。

- (1) 周波数  $f_n$  が 0 から無限大までの間に十分密に分布しており、微小間隔  $df$  をどこにとってもその中に無限個の  $f_n$  が含まれる。
- (2) 方向角  $\theta_n$  が  $-\pi$  から  $\pi$  までの間に十分密に分布しており、微小角  $d\theta$  をどこにとってもその中に無限個の  $\theta_n$  が含まれる。
- (3) 位相角  $\epsilon_n$  が 0 と  $2\pi$  の間に一様な確率でランダムに分布している。
- (4) 各成分波の振幅  $a_n$  はそれぞれ無限小の値をとるが、周波数が  $f$  と  $f+df$ 、方向角が  $\theta$  と  $\theta+d\theta$  の範囲について、その 2 乗和を求めると有限でかつ確定した値をとる。

個々の独立な成分波は、速度ポテンシャル理論から導かれる微小振幅波の性質を保有し、各成分波は他からの干渉なしに自由に進行するものと考え、式 (3.2) で与えられる水面の単位面積あたりのエネルギー  $E$  をもって伝播することになる。ただし、 $\rho_w$  は水の密度である。

$$E = \frac{1}{2} \rho_w g a^2 \quad (3.2)$$



波数と周波数の間には線形近似の範囲において式 (3.3) に示すような分散関係が保持される．ただし， $\sigma$  は角周波数， $h$  は水深である．

$$\sigma^2 = 4\pi^2 f^2 = gk \tanh kh \quad (3.3)$$

また，風浪の不規則波形は，統計理論における中心極限定理を用いると，正規確率過程 (Gauss 過程) であることが示される．Gauss 過程は，確率過程において波形  $\eta$  がある時刻において  $\eta$  と  $\eta+d\eta$  の間にある確率分布  $p(\eta)$  が以下の式 (3.4) に示すような正規分布 (Gaussian 分布) で与えられるものをいう．

$$p(\eta) d\eta = \frac{1}{\sqrt{2\pi m_0}} \exp \left[ -\frac{(\eta - E[\eta])^2}{2m_0} \right] d\eta \quad (3.4)$$

ここで， $E[\eta]$  および  $m_0$  は平均と分散であり，それぞれ，式 (3.5) および式 (3.6) で与えられる．

$$E[\eta] = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N \eta_j \quad (3.5)$$

$$m_0 = E[(\eta - E[\eta])^2] = E[\eta^2] - E[\eta]^2 = \eta_{rms}^2 \quad (3.6)$$

風浪の波高分布は，式 (3.7) に示すような不規則波の包絡波形の振幅  $R$  の確率密度関数である Rayleigh 分布として近似できる．

$$p(R) dR = \frac{R}{m_0} \exp \left[ -\frac{R^2}{2m_0} \right] dR \quad (3.7)$$

狭帯域スペクトルを仮定すると，波の峯と峯の間に別の極大値が出現する確率が非常に小さいため，不規則波の包絡波形の振幅を個々の成分波の振幅とみなすことができる．また，波形の線形性が仮定されているために波の峯と谷の確率分布は対称となり，波高  $H$  を振幅  $R$  の2倍とみなして式 (3.7) に代入すると，

$$p(H) dH = \frac{H}{4m_0} \exp \left[ -\frac{H^2}{8m_0} \right] dH \quad (3.8)$$

の  $H$  に対する確率密度関数が得られる．Longuet-Higgins(1952) は上記の確率密度関数が風浪の波高に対して適用可能であることを例証し，波高分布の一般形として広く使用されている．

風浪の波浪スペクトルは，非常に多くの波形記録の解析から近似的に式 (3.9) に示すように表現できる．

$$S(f) = 0.257 H_{1/3}^2 T_{1/3} (T_{1/3} f)^{-5} \exp \left[ -1.03 (T_{1/3} f)^{-4} \right] \quad (3.9)$$

上式は、Bretschneider の提案式 (1968) を光易 (1970) が係数を修正した式であり、Bretschneider・光易型スペクトルと呼ばれている。光易による修正は、スペクトルがピークを示す周波数  $f_p$  の逆数であるピーク周期  $T_p$  と有義波周期  $T_{1/3}$  の間に  $T_p \simeq 1.05T_{1/3}$  の関係があるという観測データに基づくものである。その後の観測資料からピーク周期と有義波周期の関係を  $T_p \simeq 1.1T_{1/3}$  に修正し、風浪のスペクトルの標準形として式 (3.10) を提案している (合田, 1987)。これは修正 Bretschneider・光易型スペクトルと呼ばれている。

$$S(f) = 0.205 H_{1/3}^2 T_{1/3} (T_{1/3} f)^{-5} \exp \left[ -0.75 (T_{1/3} f)^{-4} \right] \quad (3.10)$$

これらのスペクトル形は、十分に発達した風浪に対するものであり、短い吹送距離で強風によって急に発達させられた風浪の場合、これらのスペクトルよりも鋭く尖ったピークを持つことが多い。これらの典型として、北海での波浪共同観測計画 (JONSWAP) の成果に基づいた JONSWAP 型スペクトルが提案されている (Hasselmann, 1973)。

$$S(f) = B_J H_{1/3}^2 T_p^{-4} f^{-5} \exp \left[ -1.25 (T_p f)^{-4} \right] \times \gamma^{\exp \left[ -(T_p f - 1)^2 / 2\sigma_J^2 \right]} \quad (3.11)$$

ここに、

$$B_J \simeq \frac{0.0624}{0.230 + 0.0336\gamma - 0.185(1.9 + \gamma)^{-1}} [1.094 - 0.01915 \log \gamma] \quad (3.12)$$

$$T_p \simeq T_{1/3} / \left[ 1 - 0.132(\gamma + 0.2)^{-0.559} \right] \quad (3.13)$$

$$\sigma_J \simeq \begin{cases} 0.07 & : f > f_p \\ 0.09 & : f \leq f_p \end{cases} \quad (3.14)$$

$$\gamma = 1 \sim 7 \quad (3.15)$$

このスペクトルでは、スペクトル形状の鋭さを表すパラメータのスペクトル尖鋭度  $\gamma$  が大きくなるにつれてスペクトルのピークが尖り、 $\gamma=1.0$  の場合に式 (3.10) に一致する。

一方、暴うねりは、まずその定義からわかるように、非常に周期の長い波浪であるため、風浪に比べて水深のより深い海域から海底地形の影響を受け、屈折や浅水変形を伴いながら沿岸域に伝播する。また、暴うねりは風域 (発生域) を離れ、無風あるいは微風の海域を行する波であり、非常に長い距離を伝播する過程で速度分散により成分波が選別され、方向分散によるエネルギー低下の影響を受けてスペクトルの狭体化が進む。

これらについては、以下に示す 2004 年 5 月に神奈川県久里浜湾に來襲した暴うねりの観測事例からも確認できる。本事例は、台風 2 号が関東地方のはるか沖合を太平洋沿岸に沿って通過した

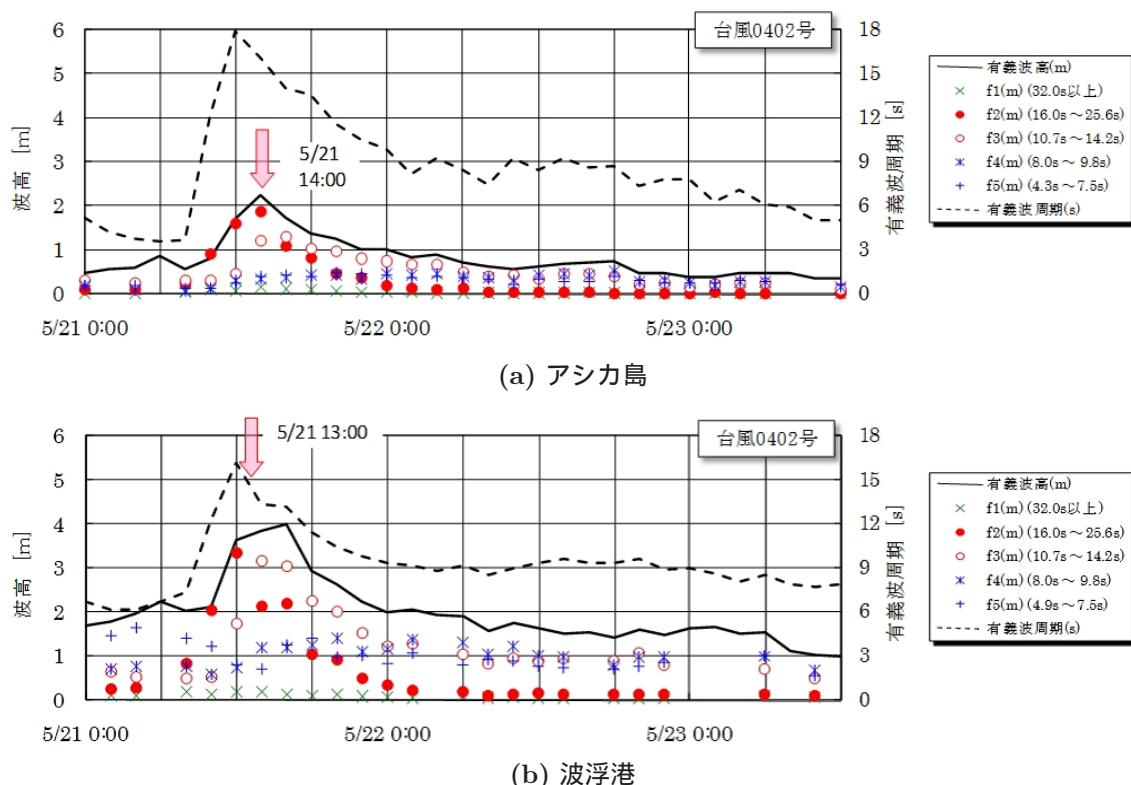


図-3.1 観測された波高および周期の時間変化

後、晴天時にもかかわらずに久里浜湾内に暴うねりが来襲したものである。図-3.1 および図-3.2 に久里浜湾口に位置するアシカ島（設置水深：21.7 m）および久里浜湾沖約 70 km に位置する波浮港（設置水深：48.7 m）で観測された波高および周期の時間変化や周波数スペクトルを示す。図中の  $\kappa$  は、式 (3.16) で与えられるスペクトル形状パラメータ ( $0.0 \leq \kappa \leq 1.0$ ) である（合田，2008）。

$$\kappa(\bar{T})^2 = \left| \frac{1}{m_0} \int_0^\infty S(f) \cos 2\pi f \bar{T} df \right|^2 + \left| \frac{1}{m_0} \int_0^\infty S(f) \sin 2\pi f \bar{T} df \right|^2 \quad (3.16)$$

ここで、 $\bar{T} = m_0/m_1$  であり、 $m_0$  および  $m_1$  は周波数スペクトルの 0 次および 1 次モーメントである。スペクトル形状パラメータ  $\kappa$  の値が 1.0 に近いほどスペクトル尖鋭度は大きく、狭帯域なスペクトルを表す。

図-3.1(a) より、台風 2 号の通過後、暴うねりが来襲した久里浜湾では、5 月 21 日 12 時を境に周期帯 10.7 s~14.2 s の波浪と周期帯 16.0 s~25.6 s の波浪の波高が急増している。これは、沖合の波浮港で観測された方向スペクトルの時間変化から、一方向性の強い暴うねりの波向が台風の進行とともに徐々に偏向し、久里浜湾が開いている真南となったためである。図-3.1(b) より、波浮港におけるピーク波高出現時刻は 21 日 16 時であったが、周期 16.1 s の暴うねりの伝播速度を

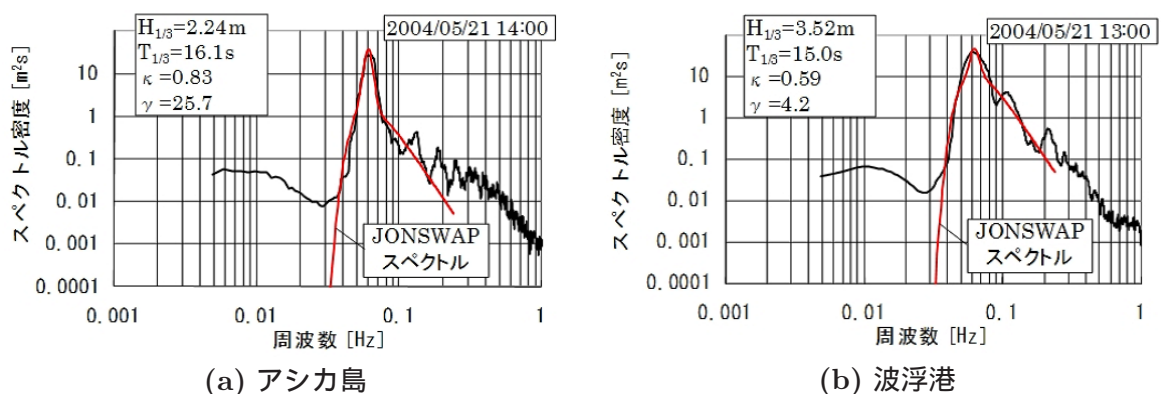


図-3.2 観測された周波数スペクトル

考慮すると、アシカ島のピーク波高に影響を及ぼしたと考えられる波浪は、21日13時頃に観測されたものと推測された。また、周波数スペクトル形状についてみると、アシカ島では波高ピーク時の21日14時に観測された波形より有義波高は2.21 m、有義波周期は16.1 sであり、スペクトル形状パラメータ  $\kappa$  は0.83であった(図-3.2(a))。これは、JONSWAP型スペクトルの  $\gamma$  値に換算すると、 $\gamma=25.7$ である。なお、アシカ島では波向が観測されていないため、波の方向集中度は不明である。一方、波浮港では21日13時に観測された波形より、有義波高3.52 m、有義波周期15.0 s、平均波向177度(S)の波浪が観測され、スペクトル形状パラメータ  $\kappa$  は0.59と推定された(図-3.2(b))。JONSWAP型スペクトルの  $\gamma$  値は4.2に相当する。また、JONSWAP型スペクトルに対する光易型方向関数の方向集中度は  $S_{max}=31$ と推定された。このようなアシカ島における極端に狭帯域なスペクトルの出現は、波の速度分散や方向分散に加え、アシカ島周辺の急深な海底地形に伴う屈折による波の収斂と浅水変形により、成分波の選別や波向の一方向化が進んだことによるものであった。

図-3.3 にアシカ島において波高ピーク時の21日14時に観測された暴うねりの水面波形および来襲状況を示す。これらの図より暴うねりの水面波形には、高い波が何波も連なってその後に小さな波が続くという、波高のビート現象(波群)が明瞭に現れていることがわかる。これと同様な波形記録は、同じイベントにおいて、図-3.4 に示すように時間差を持って波浮港や太平洋沿岸の静岡県御前崎、和歌山県潮岬において確認され、暴うねりが台風の進路に追従して順に来襲していたことが確認される。このような波群について、関本・水口(1995)は、2つの成分波の干渉の強さを表す非線形核関数を用い、不規則な波群では成分波間の相互干渉により波群に拘束された長周期波が発生するとともに、方向分散が小さく周期の長い波浪が浅海域に来襲する場合、長周





### 3.3 暴うねりの護岸越波特性

ここでは、直立護岸や傾斜護岸、排水孔付き直立護岸の3つの護岸断面を対象に、模型実験や数値計算を実施し、暴うねりの護岸越波特性について検討を行った。

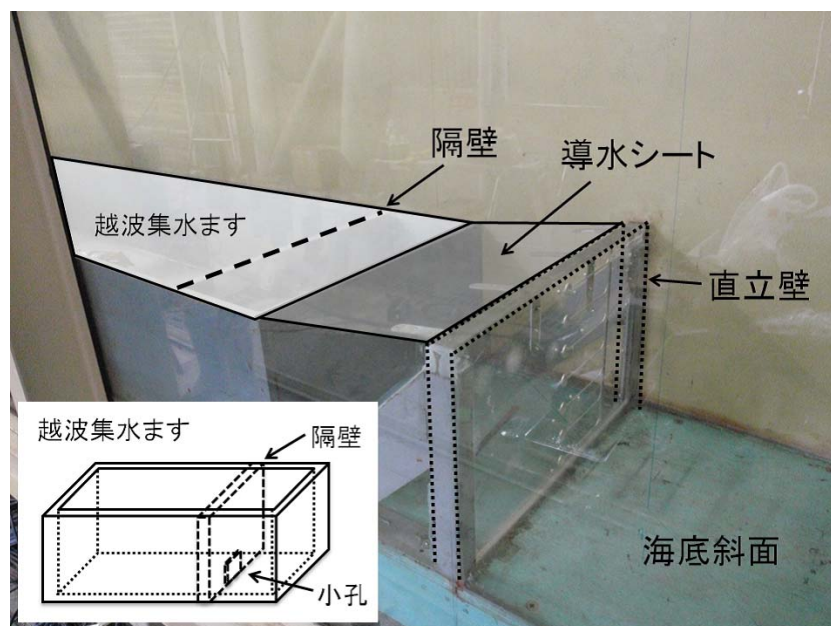
#### 3.3.1 直立護岸における越波

前節で述べたように、暴うねりの代表的な伝播・変形特性は、通常の風浪に比べて相対水深が浅いことに起因する比較的深い海域における屈折や浅水変形であるが、2004年5月の久里浜湾の事例から浅海域で波群特性に起因する顕著な非線形干渉やそれに励起される水位の長周期変動が生じることが示唆される。また、風浪に比べて狭帯域スペクトルを有する暴うねりでは、不規則波列中の個々波の波高分布や波群特性が風浪と異なるため、護岸上の越波量に違いが生じることが懸念される。

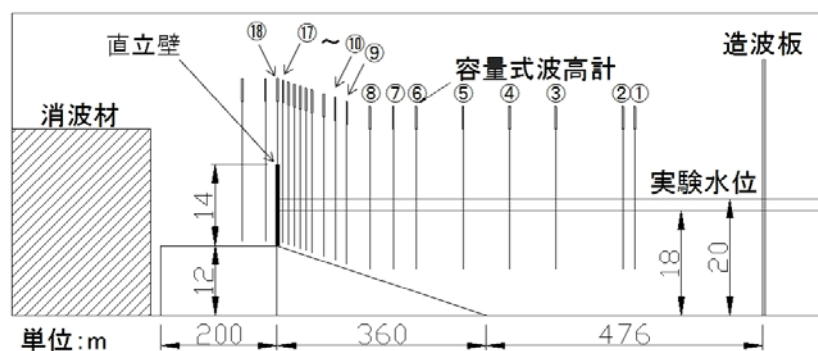
そこで本節では、暴うねりの最も単純で基本形の1つである直立護岸における越波特性を把握するため、断面水路を用いた模型実験により、暴うねりの直立護岸背後への越波について明らかにする。

#### 断面水路実験の概要

実験では、図-3.5に示すように1/30勾配の斜面上に直立護岸を模擬した直立壁が設置された長さ35 m、幅0.6 m、深さ1.3 mの片面ガラス張りの断面水路内に風浪や暴うねりを想定した不規則波浪を造波した。模型縮尺は1/40とし、以下では、特に断らない限り、現地量で表記する。実験に用いた不規則波浪は、入射波周期 $T$ が8.0 s、14.0 s、17.0 sのJONSWAP型スペクトルを有する不規則波とし、風浪を想定した8.0 sではスペクトル尖鋭度 $\gamma$ を1.0、暴うねりを想定した14.0 sおよび17.0 sでは、それぞれ1.0および10.0の2種類を設定した。入射波高は、直立壁や斜面地形の模型がない状態で、直立壁の設置位置における進行波の有義波高 $H_{in}$ が4.0 mとなるように調節した。また、波の不規則性を確保するため、それぞれの入射波に対して初期乱数を変えて異なる3種類の波群特性を有するものを設定した。造波水深 $h_{off}$ は20.0 mと18.0 mの2種類とし、護岸天端高 $h_c$ および護岸前面水深 $h_{toe}$ はそれぞれ、造波水深に対応づけて6.0 mと8.0 m、8.0 mと6.0 mに設定した。表-3.1に上記の実験条件をまとめた一覧表を示す。なお、表中の $H'_0$ および $L_0$ は、入射波周期に対する換算沖波波高および深海波の波長である。



(a) 直立壁の設置状況



(b) 波高計および直立壁の設置位置

図-3.5 実験の断面図

計測時間  $t$  は、計測される波の数  $N_{wave}$  が各ケースの平均周期に対して 250 波以上となるように設定し、サンプリング時間間隔  $dt$  は平均周期  $\bar{T}$  に応じてそれぞれ設定した。表-3.2 に上記の計測条件をまとめたものを示す。なお、表中の  $N_{data}$  は計測データ点数を表している。護岸越波量は、図-3.5(a) に示すような直立護岸背後に設置した越波集水ますに溜まった越波水塊の総量を計測し、計測時間で割り戻して時間平均越波流量として算出した。また、越波収集ます内部の小孔を設けた隔壁背後の水面変位を計測することにより、短時間に発生する越波量 (以下では、短時間越波量と表記する) を同時に計測した。

表 - 3.1 実験ケース表 (直立護岸の場合)

$h_{off}$ (m)	$h_{toe}$ (m)	$h_c$ (m)	$H_{in}$ (m)	$T$ (s)	$\gamma$	$H'_0$ (m)	$H'_0/L_0$
20.0	8.0	6.0	4.0	17.0	10.0	3.83	0.008
				17.0	1.0	3.83	0.008
				14.0	10.0	4.08	0.013
				14.0	1.0	4.08	0.013
				8.0	1.0	4.36	0.044
18.0	6.0	8.0	4.0	17.0	10.0	3.83	0.008
				17.0	1.0	3.83	0.008
				14.0	10.0	4.08	0.013
				14.0	1.0	4.08	0.013
				8.0	1.0	4.36	0.044

表 - 3.2 計測条件表

$T$ (s)	$\bar{T}$ (s)	$dt$ (s)	$N_{data}$	$t$ (s)	$N_{wave}$
8.0	6.7	0.253	8192	2072.6	311
14.0	11.7	0.379	8192	3104.8	266
17.0	14.2	0.443	8192	3629.1	256

## 波浪および越波特性

## (a) 時間平均越波流量

図-3.6 に直立護岸に対する護岸越波流量の周期による変化について、護岸天端高およびスペクトル尖鋭度ごとに示す。図の縦軸は、換算沖波波高で無次元化した護岸越波流量であり、3 波群の平均値を表している。周期と護岸越波流量の関係は、容易に予測されるように、周期が長くなると護岸越波流量が増大する。また、護岸天端高が低くなれば、越波しやすい状況になるため、いずれの周期に対しても一様に護岸越波流量が増大している。さらに、スペクトル尖鋭度と護岸越波流量の関係についてみると、同一周期において、スペクトル尖鋭度が大きいほど、護岸越波流量が増大する傾向にある。特に、周期 17.0 s のケースに比べて周期 14.0 s のケースにおいて、この傾向が顕著に現れている。なお、今回の実験においては、周期 8.0 s のケースは通常の風波と考えられるため、スペクトル尖鋭度は  $\gamma=1.0$  のみとし、尖鋭度の違いは考慮していない。

スペクトル尖鋭度が大きい場合、ある周波数帯の成分波のエネルギーが極端に高いため、その波形は個々の波の周期が互いに近く、振幅が緩やかに変化する波群が形成されやすくなる。このような波群では、成分波間の干渉により波群に拘束された長周期波が発生する (たとえば, Sand,



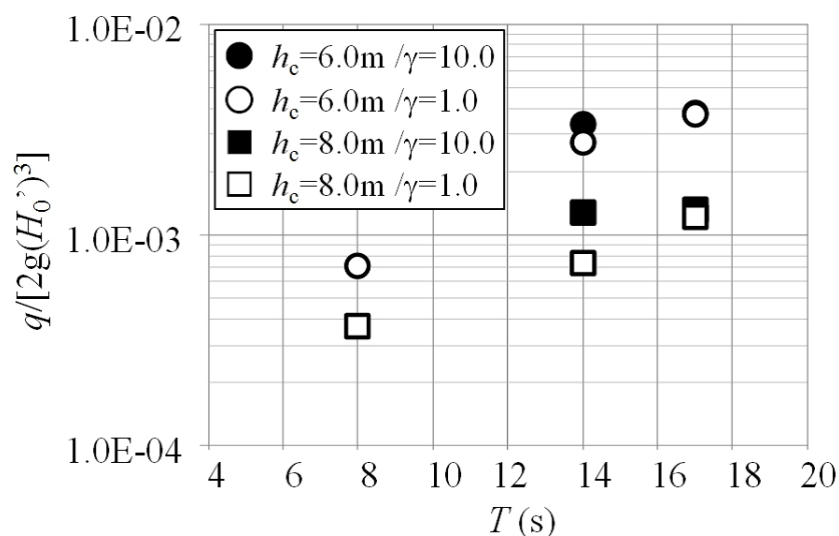


図-3.6 直立護岸における護岸越波流量

1982)．また，長周期波の拘束の一部が護岸前面付近での砕波や護岸壁面での反射等により解放され，波群に拘束されない自由波を含んだ長周期変動が発生する（たとえば，関本ら，1992）．したがって，護岸前面において上記の長周期変動と来襲波の位相が一致する場合に護岸越波量が増大する危険性があり，長周期変動が護岸越波に大きな影響を与えることが推察される（たとえば，佐藤ら，1998；1999）．

越波は波の波頂面が護岸天端高を超えることにより生じる現象であり，直立護岸前面におけるクレスト振幅や波高が重要となる．本実験では，直立護岸前面に 1/30 勾配の斜面模型が設置されているため，沖から伝播した波はこの斜面上の浅水効果により波長が短くなり，波形が前傾化し，クレスト振幅が増大する傾向にある．そこで，護岸前面における水位の長周期変動とクレスト振幅をもとに，スペクトル尖鋭度と護岸越波流量の関係について整理した．図-3.7 に直立護岸前面の水面変動から算出した周波数スペクトルを示す．図中の縦点線は，短周期成分と長周期成分の境界周波数である 1/30 Hz に相当するラインである．これらの図より，周期 14.0 s のケースにおいて，スペクトル尖鋭度が大きいほど長周期変動成分のエネルギーが大きいことがわかる．ただし，周期 17.0 s のケースにおいてこの関係が逆転している原因は，現段階において不明である．また，この傾向は，護岸天端高が高い場合 ( $h_c=8.0$  m) ほど顕著である．これは，護岸天端高が高くなったことにより直立護岸を越波する水塊量が少なくなり，その越波量に相当する分の波エネルギーが減衰されず，造波板と直立護岸の間に滞留することになったためと考えられる．した

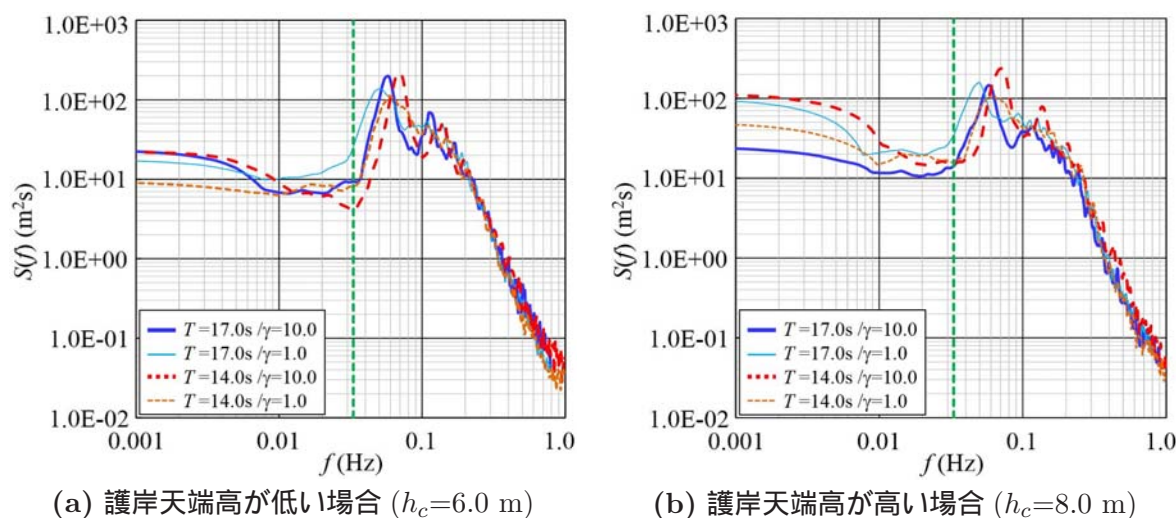


図-3.7 直立護岸前面における周波数スペクトル

がって、これらの関係より、少なくとも周期 14.0 s のケースでは、スペクトル尖鋭度が大きい場合、水位の長周期変動成分のエネルギーが大きくなることにより、来襲波と長周期変動の位相が一致し、護岸越波流量が増大することが示唆される。

そこで、来襲波と長周期変動の位相関係を調べるため、沖から護岸前面までの各計測地点の水位変動に対し、来襲波の包絡波形  $A_E$  と水位の長周期変動波形  $\eta_L$  の相互相関係数について整理した。List(1991) と同様の手法により来襲波の包絡波形を算出し、Janssen ら (2003) と同様に、式 (3.17) により任意の計測地点における包絡波形の 2 乗値  $A_E^2$  と同地点における水位の長周期変動波形の相互相関係数  $R(\tau)$  を算出した。

$$R(\tau) = \frac{\langle A_E^2(t) \eta_L(t + \tau) \rangle}{\sigma_{A_E^2} \sigma_{\eta_L}} \quad (3.17)$$

ここで、 $\tau$  は両波形の位相差、 $\langle \rangle$  は時間  $t$  に対する平均値であり、 $\sigma_{A_E^2}$  および  $\sigma_{\eta_L}$  はそれぞれ  $A_E^2(t)$  および  $\eta_L(t)$  の標準偏差である。図-3.8 および図-3.9 に来襲波の包絡波形と水位の長周期変動波形の位相差の空間分布を示す。図の横軸は波数  $k$  を水深  $h$  で無次元化した相対水深であり、縦軸は式 (3.17) で算出した相互相関係数が最大となる時間差  $\tau$  を水位の長周期変動波形に対する有義波周期で無次元化した位相差  $\epsilon_1$  である。これらの図より、護岸天端高やスペクトル尖鋭度にかかわらず、包絡波形と水位の長周期変動形の位相差は、沖から護岸にかけて  $\epsilon_1=0.0 \sim \pi$  で変動しているが、直立護岸前面に相当する左端部において  $\epsilon_1=0.0$  となり、包絡波形と水位の長周期変動波形の位相が一致している。田島ら (2009) の実験結果によると、包絡波形と水位の長周期変動波形の位相関係は、沖から岸に向かって両波形の位相差が徐々に小さくなる傾向にあるが、本実験結

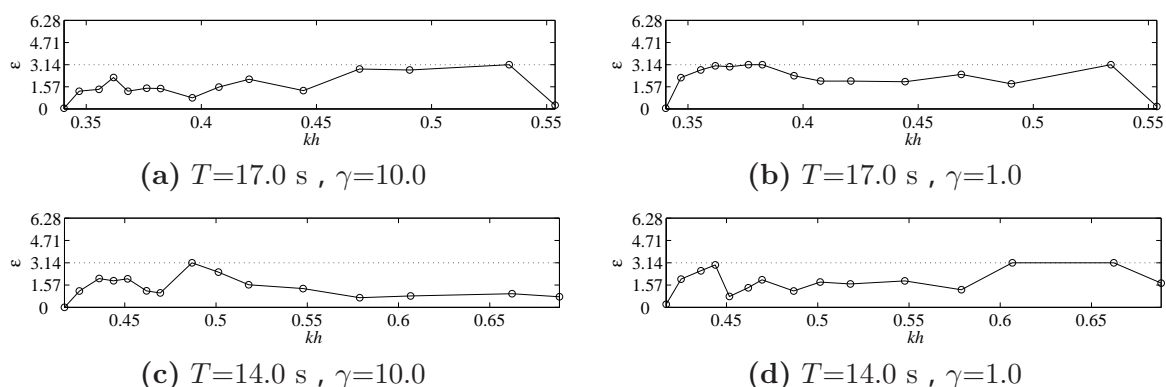


図-3.8 来襲波の包絡波形と水位の長周期変動波形の位相関係 (護岸天端高が低い場合 :  $h_c=6.0 \text{ m}$  , 単位 : rad)

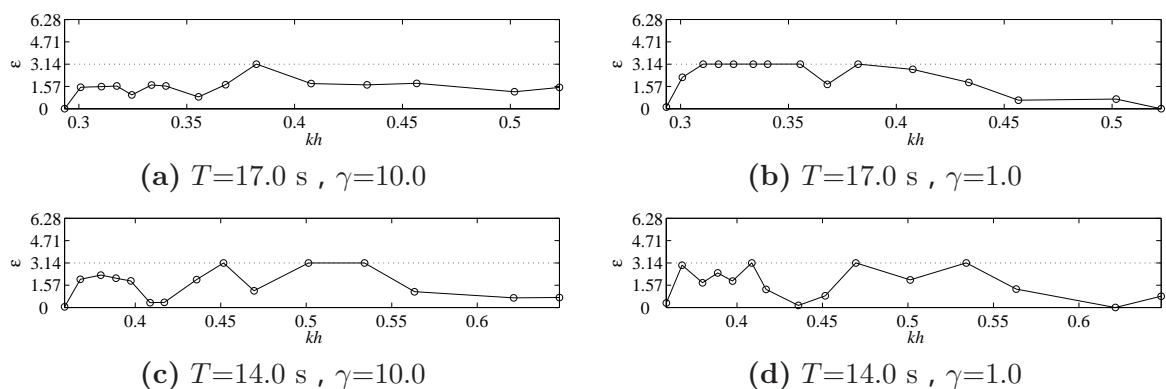


図-3.9 来襲波の包絡波形と水位の長周期変動波形の位相関係 (護岸天端高が高い場合 :  $h_c=8.0 \text{ m}$  , 単位 : rad)

果では、必ずしもそのような傾向は確認できなかった。これは、田島ら (2009) の実験では、反射波を取り除いた進行波のみを対象としているのに対し、本実験では反射波を含んだ計測波形を対象としていることが原因の 1 つと考えられる。本解析では、計測された水位の長周期変動波形には、来襲波の波群に拘束された長周期波のほかに、護岸壁面における反射等によりその拘束の一部が解放された自由波が含まれていると考えられる。このように、少なくとも周期 14.0 s のケースでは、スペクトル尖鋭度が大きい場合、水位の長周期変動成分のエネルギーが大きくなり、その長周期変動と来襲波の位相が一致することにより、護岸越波流量が増大したものと推測される。

一方、図-3.10 に、直立護岸前面において計測された水面波形のクレスト振幅  $A$  の平均値で無次元化したクレスト振幅の超過確率分布  $P(A/A_{bar})$  を示す。図中に合わせて示した Rayleigh 分布による超過確率分布と比較すると、実験値は Rayleigh 分布よりも大きなクレスト振幅の出現す

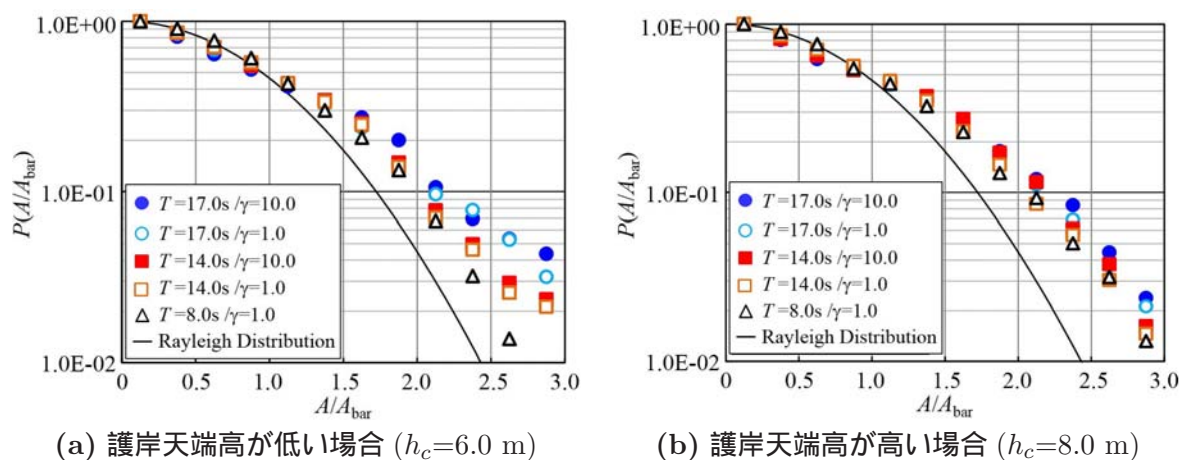


図-3.10 直立護岸前面におけるクレスト振幅の確率密度分布

る確率が高い，工学的には危険側にずれている．これは，より波峯の切り立った波形が計測されたことを意味しており，護岸前面に設置した海底斜面による浅水効果が顕著に表れたためと考えられる．さらに，実験結果では，護岸天端高にかかわらず，周期が長く，スペクトル尖鋭度が大きいほど，大きなクレスト振幅の出現確率が大きくなり，護岸前面の水位の高くなる確率が大きくなる．

以上より，図-3.6 に示す実験結果は，以下のように考察される．護岸天端高が高い場合，周期 14.0 s のケースにおいてスペクトル尖鋭度が大きくなると，護岸前面において大きなクレスト振幅の出現確率が大きくなるとともに，顕著な水の長周期変動が発生する．また，顕著な水位の長周期変動と来襲波の位相が一致することにより，護岸越波流量が増大する．一方，周期 17.0 s のケースでは，周期 14.0 s の場合と同様に，スペクトル尖鋭度の増加とともに大きなクレスト振幅の出現確率は大きくなり，来襲波と長周期変動の位相が一致するものの，少なくとも今回の実験結果では水位の長周期変動が小さくなるため，これらの影響が相殺され，スペクトル尖鋭度による護岸越波流量に顕著な違いが表れなかった．また，護岸天端高が低い場合にも，いずれの周期においても，スペクトル尖鋭度の増加とともに大きなクレスト振幅の出現確率は大きくなる．しかしながら，護岸天端高が高い場合に比べて水位の長周期変動の影響が小さいため，スペクトル尖鋭度による護岸越波流量に顕著な違いが表れなかったものと考えられる．

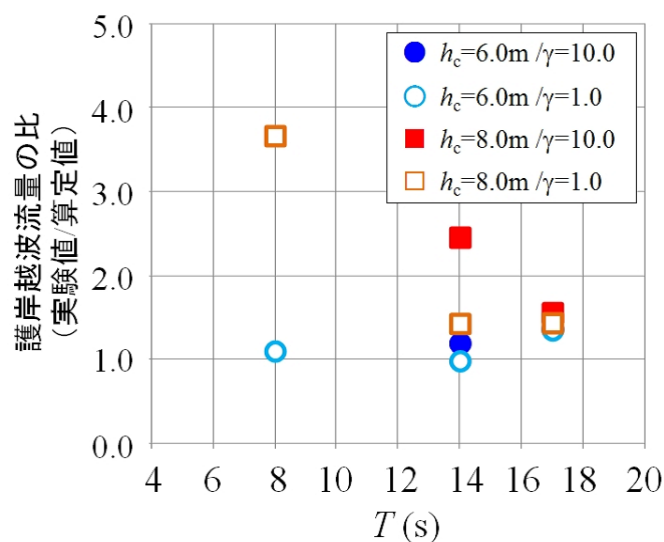


図-3.11 合田ら (1975) の越波流量算定図により算定された護岸越波流量と実験で得られた護岸越波流量の関係

(b) 既存の越波流量算定値と実験値の比較

実験で得られた護岸越波流量の妥当性を確認するため、図-3.11 に港湾・海岸構造物の設計で採用されている合田ら (1975) の越波流量算定図により算定された護岸越波流量と実験で得られた護岸越波流量  $q$  を比較した結果を示す。縦軸は護岸越波流量の算定値と実験値の比である。この図より、越波量が少なかった護岸天端高の高い一部のケース ( $T=8.0$  s,  $\gamma=1.0$ ) を除き、周期が長くなるにつれて、実験値と算定値との比が 1.0 倍から次第に大きくなるが、算定図の誤差範囲内と考えられる 1.5 倍程度以内に収まっており、有意な差が生じているとは言い難い。この原因の 1 つには、この算定図の作成に用いられた実験結果は、いずれも Bretschneider・光易型スペクトルを有する波浪に対する護岸越波流量であり、スペクトル尖鋭度による違いが考慮されていないことが挙げられる。しかしながら、図-3.12 に示す時間平均越波量  $q_{mean}$  に対する最大短時間越波量  $q_{max}$  の比より、スペクトル尖鋭度が小さい場合 ( $\gamma=1.0$ ) では、護岸天端高や周期によらず、最大越波流量と平均越波流量の比はおおむね 3~4 倍であるのに対し、スペクトル尖鋭度が大きい場合 ( $\gamma=10.0$ ) では、おおむね 4~7 倍となり、有意な差が認められる。このように、スペクトル尖鋭度の大きい暴うねりの護岸越波流量は、スペクトル尖鋭度の増加に伴って護岸越波流量が算定値よりも大きめの値をとる傾向にあるが、風浪よりも周期が長いことに十分配慮すれば、既存の越波流量算定図を用いて算定することが可能であることがわかった。



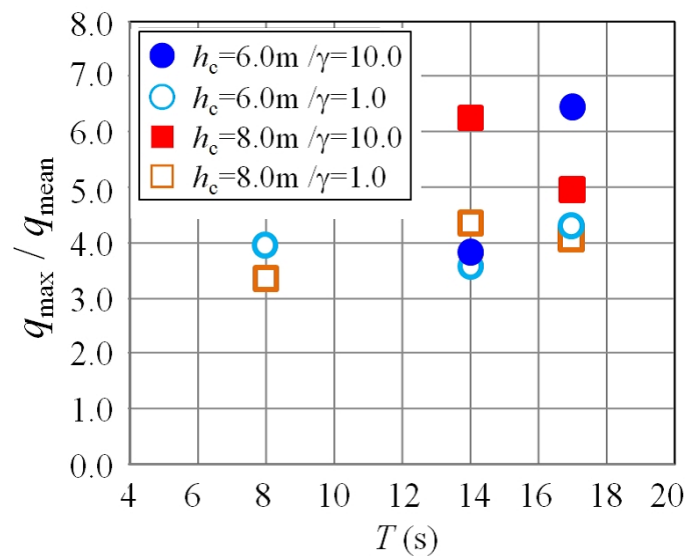


図-3.12 最大短時間越波量と時間平均越波流量の関係

一方，合田 (2008) はヨーロッパ各国において取得された護岸越波流量に関する数多くの観測・実験データをもとに，式 (3.18) に示すような新たな越波流量推定式を提案している．この推定法では，護岸越波流量  $q_{new}$  は，換算沖波波高をパラメータとする既存の越波流量推定図と異なり，護岸前面波高  $H_{toe}$  を支配パラメータにとっている．

$$\frac{q_{new}}{\sqrt{gH_{toe}^3}} = \exp \left[ - \left( A + B \frac{h_c}{H_{toe}} \right) \right] \quad (3.18)$$

ここで，係数  $A$  および  $B$  はそれぞれ， $0.0 \leq h/H_{toe} \leq 4.0$  に対して式 (3.19) および式 (3.20) で与えられる．

$$A = 3.4 \tanh \left[ (0.956 + 4.44 \tan \theta) * \left( \frac{h_{toe}}{H_{toe}} + 1.242 - 2.032 \tan^{0.25} \theta \right) \right] \quad (3.19)$$

$$B = 2.3 \tanh \left[ (0.822 + 2.22 \tan \theta) * \left( \frac{h_{toe}}{H_{toe}} + 0.578 - 2.220 \tan \theta \right) \right] \quad (3.20)$$

ここで， $\tan \theta$  は海底勾配である．

図-3.13 に上記の越波流量推定式 (合田，2008) で推定された護岸越波流量と実験で得られた護岸越波流量を比較したものを示す．護岸天端高が高い場合，護岸越波流量が小さくなるほど越波流量の推定誤差が大きくなることに注意が必要であるが，実験値と推定値の比は護岸天端高が低い場合も含め，おおむね 3.0 倍以内に収まっている．また，既存の越波流量算定図 (合田ら，1975) に対する結果と同様に，いずれの護岸天端高においても同一周期に対してスペクトル尖鋭度が大きくなると，実験値と推定値の比が増大する傾向が確認できる．

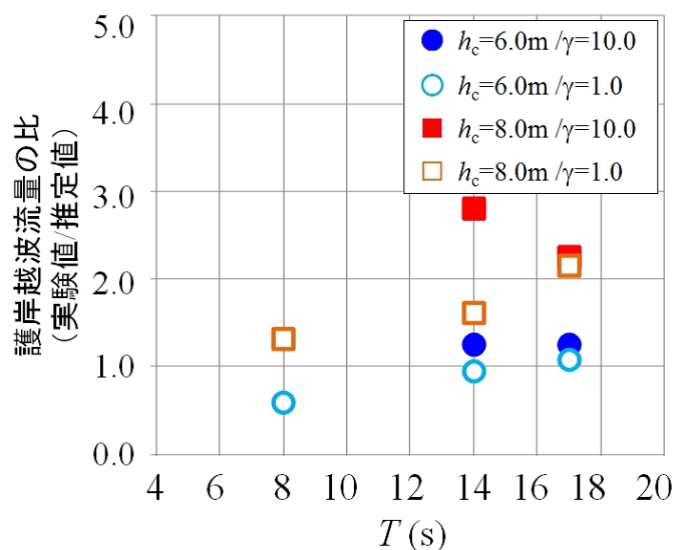


図-3.13 越波流量推定式(合田, 2008)で推定された護岸越波流量と実験で得られた護岸越波流量の関係

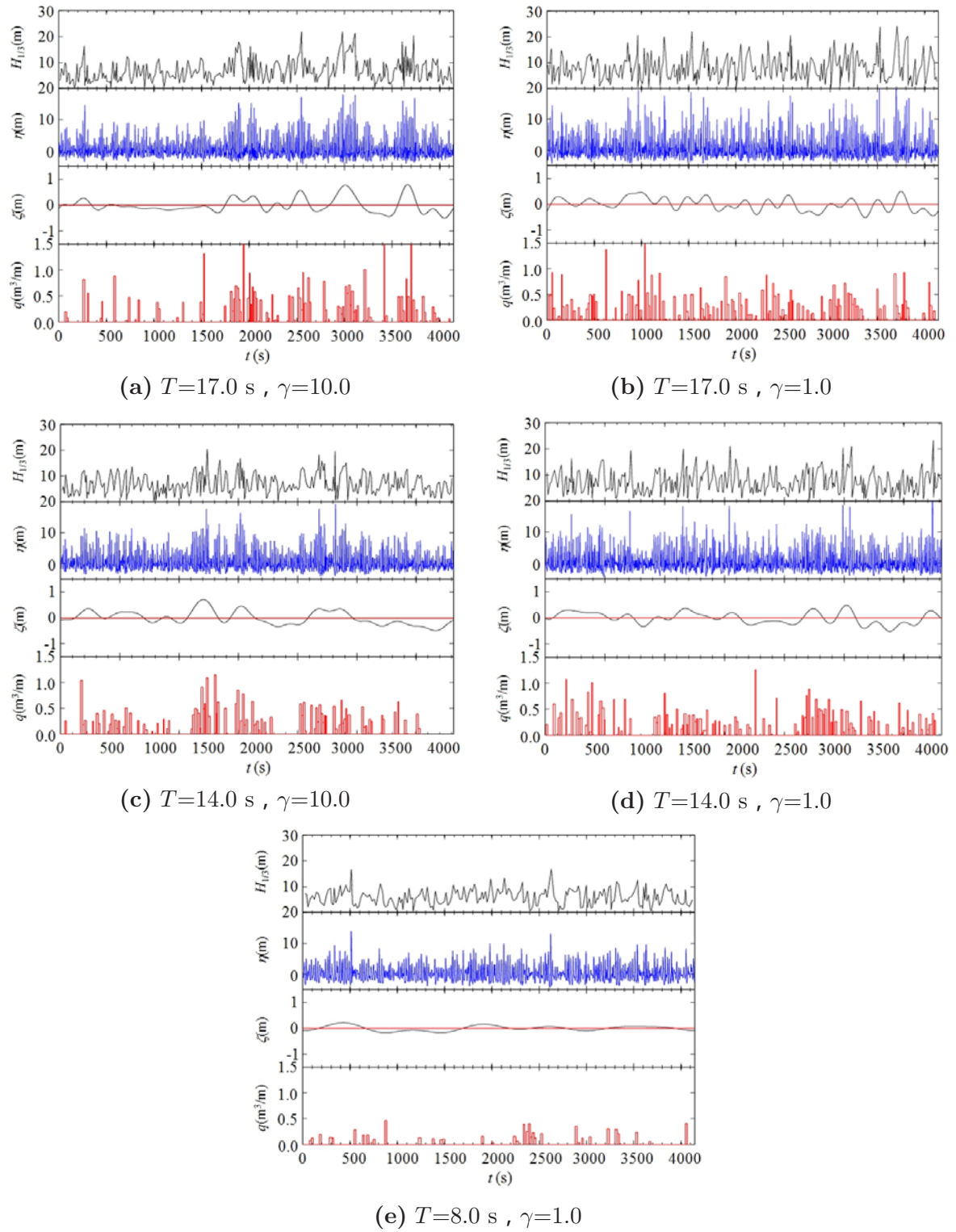
このように、直立護岸に対する暴うねりの護岸越波流量は、近年得られた数多くの観測・実験データを整理して提案された新たな護岸越波流量推定式を用いることにより、既存の越波流量算定図と同程度の精度で推定できることがわかった。ただし、この推定式の作成に用いられた数多くの観測・実験データについて、その作用波のスペクトル尖鋭度は必ずしも明確ではない。

### (c) 短時間越波量

護岸や堤防の天端高の設計では、単なる時間平均越波流量だけを評価対象とするのではなく、不規則波の波群特性や短時間越波量を考慮することが非常に重要である(関本ら, 1992)。また、最近の越波災害を見ても、越波総量だけでなく、短時間における大きな1波や高波の連なりの来襲による過度の越波が発生して壊滅的な被害に至る場合が多い(川崎ら, 2008)。井上ら(1989)は、不規則波浪の1波毎の越波量を測定することにより、短時間越波量が平均越波流量の5~10倍、条件によっては20倍程度にも達することを明らかにし、不規則波の波群特性や短時間越波量の重要性を指摘している。そこで以下では、護岸前面で計測した水位変動と短時間越波量の関係について整理する。

図-3.14 および図-3.15 に護岸前面における水位変動と短時間越波量の時間変化を示す。各図の上段から順に、直立護岸前面波高  $H_{1/3}$ 、前面水位変動  $\eta$ 、前面水位の長周期変動  $\zeta$ 、短時間越波



図-3.14 直立護岸前面の水位と短時間越波量の時間変化 (護岸天端高が低い場合 :  $h_c=6.0$  m)

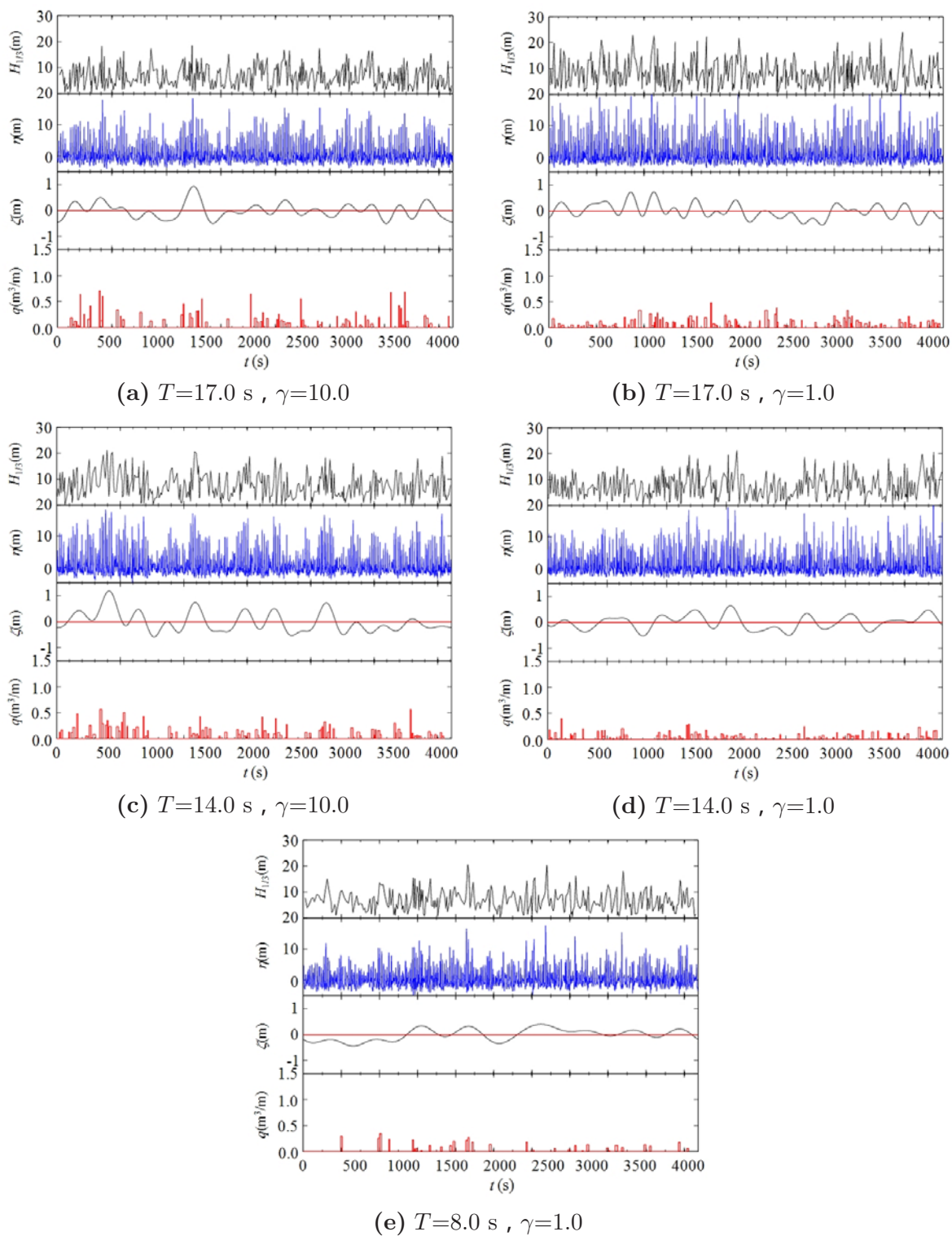


図-3.15 直立護岸前面の水位と短時間越波量の時間変化 (護岸天端高が高い場合:  $h_c=8.0$  m)

量  $q$  を表している．まず，周期 14.0 s および 17.0 s のケースでは，護岸前面波高および水位変動をみると，周期が長く，スペクトル尖鋭度が大きくなるほど，波群の形成や高波高の波の連なりを確認することができる．また，前面水位の長周期変動と短時間越波量を合わせて考えると，スペクトル尖鋭度が大きい場合，波群の形成が確認された時期に顕著な長周期変動が発生し，その水位上昇と高波高の出現時刻が一致する時間帯に短時間越波量が増大している．なお，スペクトル尖鋭度が小さい場合にも同様に，長周期変動の卓越時期に短時間越波量の増大を確認することができるが，その程度は小さい．一方，周期 8.0 s のケースでは，波群の形成やそれに伴う顕著な長周期変動はほとんど確認されず，短時間越波量は周期の長い 14.0 s および 17.0 s のケースに比べて非常に小さい．このように，周期が長く，スペクトル尖鋭度が大きい暴うねりが護岸に來襲する場合，護岸背後の安全性を十分に確保しうる護岸設計に対しては，数十分間の平均的な越波量だけでなく，短時間に集中して発生する越波量に対する評価が求められることが改めて確認された．

### 3.3.2 傾斜護岸における越波

傾斜護岸は，斜面に波を遡上させて波のエネルギーの減衰を促進させ，波の打ち上げ高を下げる機能を有している．また，親水性の高い沿岸域を創出することを目的に建設される．一方，海面上昇を伴うような海象条件下では，本来の波のエネルギーの減衰を促す傾斜面部が水没し，設計を大きく上回る越波や浸水被害が発生する危険性を有している．

そこで本節では，傾斜護岸における暴うねりの越波特性を把握するため，富山県下新川海岸の越波浸水被害を対象に，平面水槽を用いた水理模型実験により，被災当時の暴うねりの伝播変形や越波浸水状況を再現するとともに，その発生機構について明らかにした．

#### 平面水槽実験の概要

実験では，長辺および短辺にピストン型多方向不規則波造波装置を備えた長さ 42.0 m，幅 18.0 m，水深 1.0 m の平面水槽内に，図-3.16(a) および図-3.16(b) に示すように現地の複雑な海底地形や潜堤・離岸堤などの海岸構造物を縮尺 1/100 で可能な限り詳細に再現したモルタル模型を設置した．汀線付近の離岸堤群は砂利をモルタルミルクで固めた透過構造物とし，傾斜護岸や潜堤群はモルタルで，護岸パラペットは木材でそれぞれ成形した．また，傾斜護岸の一部に被災前に設置されていた図-3.17 に示すような長さ 15.0 m，高さ 1.1 m の防潮扉は，暴うねりの來襲初期

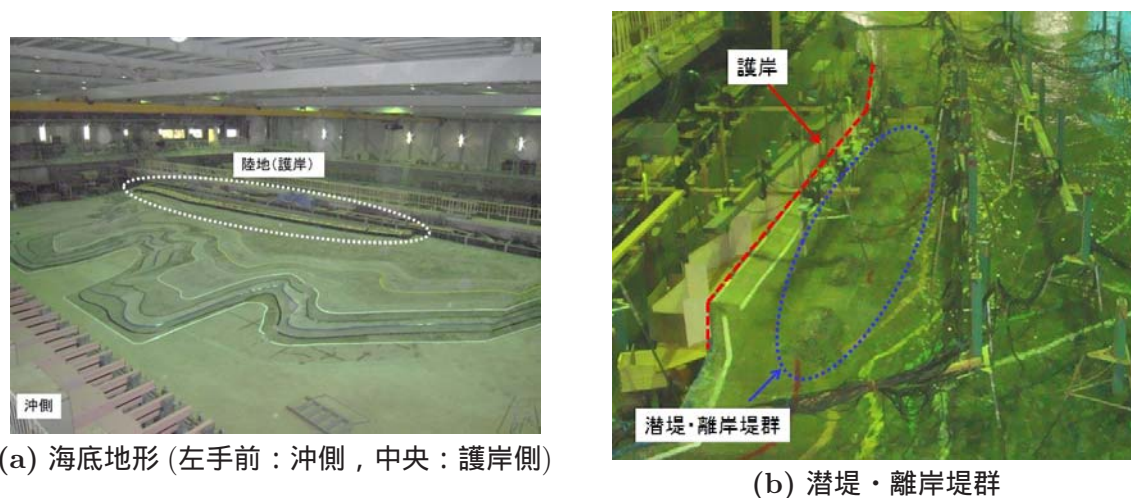


図-3.16 平面水槽を用いた水理模型実験の状況

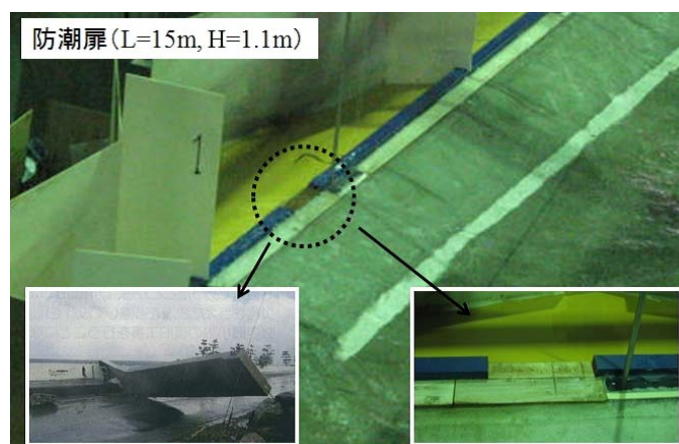


図-3.17 破壊された防潮扉 (左側) とその再現状況 (右側)

に被災したと仮定し，実験ではこの防潮扉が開放された状態を想定した．なお，実験模型は，造波可能な波向を考慮して東西を反転させた鏡像とし，本節で示す図面はすべて実地形に戻して表記している．また，特に断りがない限り，これ以降で用いる数値はすべて現地量で表記する．

実験では，護岸背後への越波水塊の総量を計測するため，図-3.18 に示すように被災箇所周辺の護岸背後に導水板や越波集水ますを設置し，護岸を7区間に分けて越波量を計測した．また，図-3.19 に示すように沖から海底岬（海脚）地形上で沿岸方向に設けた測線上に容量式波高計を，汀線付近の潜堤・離岸堤群の沖側と岸側に設けた測線上 (Line-05 から Line-07) に水平2成分電磁流速計を合わせて設置した．

実験に用いた入射波浪は，被災当時の来襲波浪を可能な限り再現するため，下新川海岸の田中



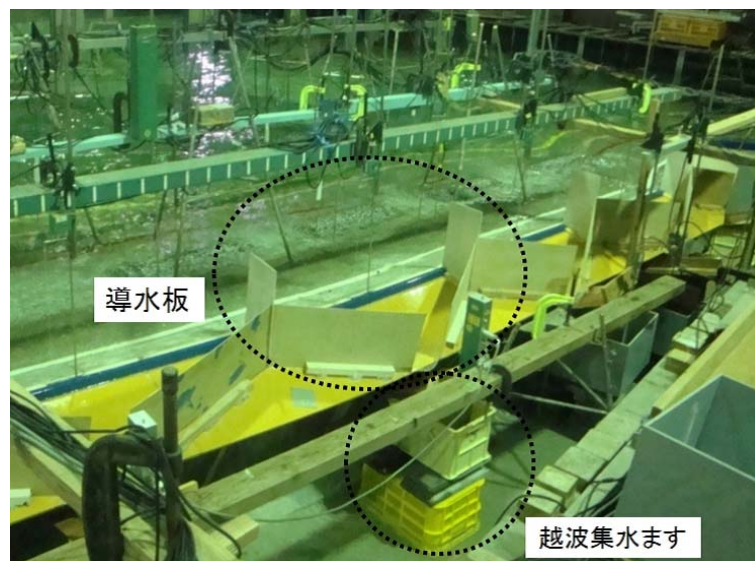


図-3.18 越波集水ますの設置状況

観測所で観測された波浪諸元をもとに推定した造波位置において有義波高が 5.97 m，有義波周期が 13.9 s，波向が N18.5E 度となる一方向不規則波浪（方向集中度パラメータ： $S_{max}=999$ ）とした．周波数スペクトルは，スペクトル尖鋭度  $\gamma$  が 4.0 の JONSWAP 型スペクトルとした．沖側の造波水深  $h_{off}$  は，下新川海岸近傍に位置する伏木富山港で被災当時に観測された潮位である D.L.+0.21 m を考慮して 90.21 m とした．

計測時間は，十分多くの波の数の水位の長周期変動が計測可能となるように，短周期波の計測波数が各ケースの平均周期に対して 1000 波以上となるように設定し，それに対応してサンプリング時間間隔は 25 Hz とした．データ解析では，まず計測された水位変動の時系列データに FFT 法による帯域フィルターを用い，周波数スペクトルを 30 s 以下の短周期変動成分と 30 s～300 s の長周期変動成分に分離した．ついで，逆 FFT 法により各変動成分に対する波形を抽出し，ゼロアップクロス法により有義波に相当する波高をそれぞれ短周期波高  $H_S$ ，長周期波高  $H_L$  と定義した．また，計測された水位変動の時系列データの時間平均操作により得られる水位の上昇量を平均水位上昇量  $\eta_{bar}$  とし，護岸背後に設置された越波集水ますに溜まった水塊の総量に，計測時間による時間平均操作を施して作用波に対する護岸背後の越波流量  $q$  を算出した．

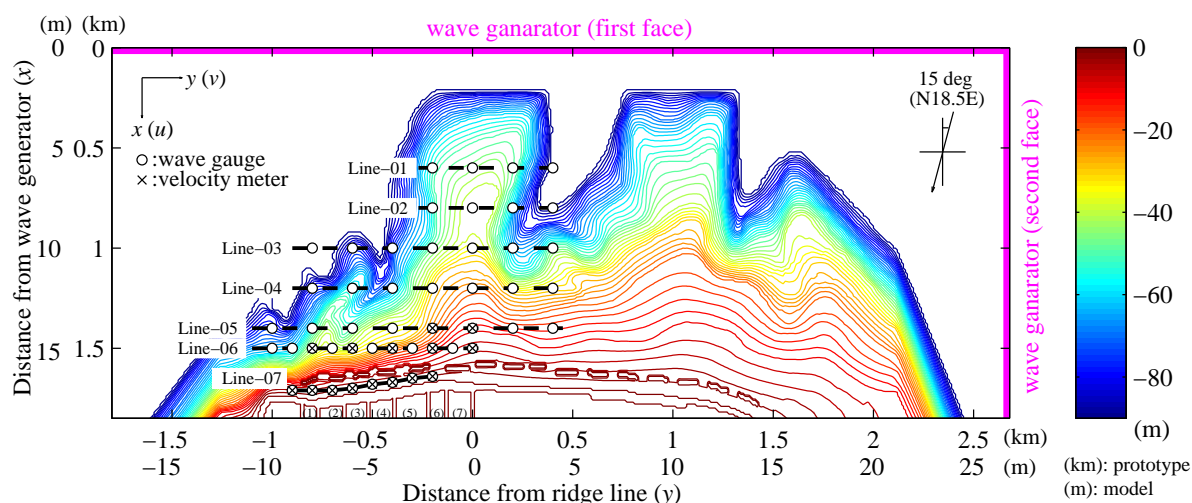


図-3.19 計測機器および越波集水ますの設置位置 (コンターライン：水深，○：容量式波高計，×：水平2成分電磁流速計，数字：越波集水ます，点線：計測測線)

### 波浪および越波特性

#### (a) 被災当時の来襲波浪

まず，被災当時の来襲波浪の伝播変形特性を把握するため，図-3.20 に被災当時の海岸地形に対して得られた全計測地点における波浪統計量 (短周期波高，長周期波高，平均水位上昇量) を空間的にスプライン補間して推定された空間分布を示す．図中の実線は 2.5 m 間隔で描画された等深線であり，濃淡は各波浪統計量の値である．図-3.20(a) より短周期波高についてみると，沖合から伝播してきた波浪は，海底岬上 ( $y=-0.3$  km $\sim$ 0.0 km) で屈折および浅水変形の影響を受けて局所的に集中し，入射波高 5.97 m よりも大きい 7.0 m を超える波高が発生している．また， $y=-0.7$  km 付近の護岸から沖合 0.4 km 程度はなれた位置 ( $x=1.4$  km) に形成されている小規模な海底岬においても波浪の局所集中を確認することができる．一方，急勾配斜面側 ( $y=-0.7$  km $\sim$ -0.4 km) の潜堤・離岸堤群の背後では，砕波により波高の減衰が確認できる．図-3.20(b) より長周期波高についてみると，水深が浅くなるにつれて長周期波高は増大し，急勾配斜面側の潜堤・離岸堤群の背後では，砕波により長周期変動が卓越し，2.0 m 程度の長周期波高が生じている．また，図-3.20(c) に示すように平均水位上昇量についてみると，長周期波高と同様に，潜堤・離岸堤群背後において卓越していることがわかる．このように，被災当時，7.0 m を超える高波が来襲していたと同時に，越波・浸水被害の大きかった護岸 ( $y=-0.7$  km 付近) を含む護岸前面において顕著な長周期変動や水位の上昇が発生していたものと推察される．



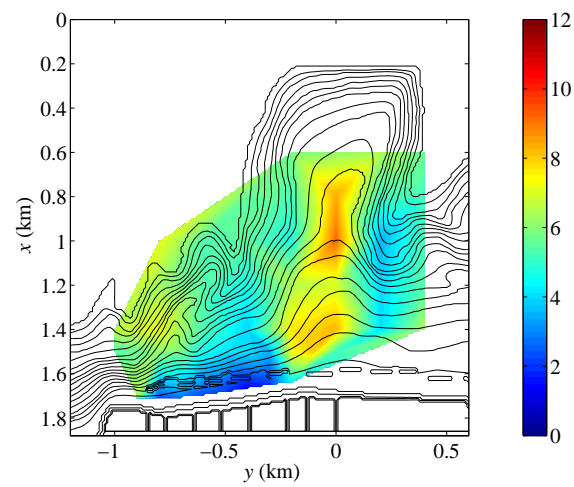
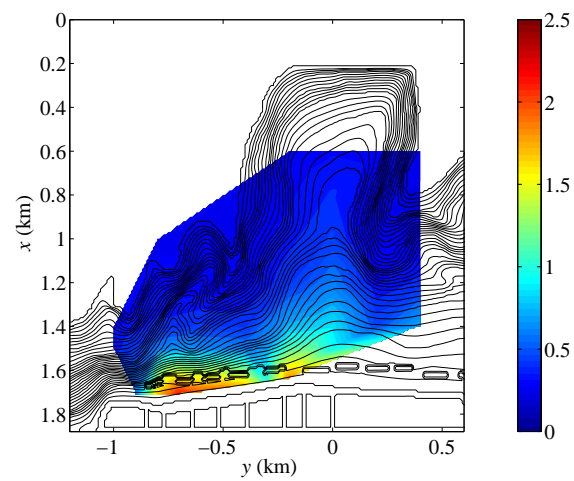
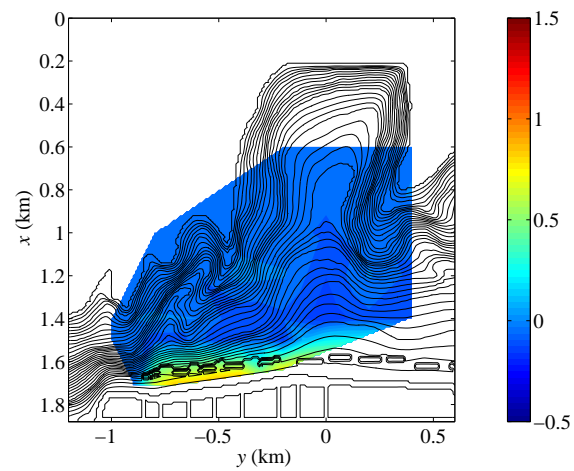
(a) 短周期波高  $H_S$ (b) 長周期波高  $H_L$ (c) 平均水位上昇量  $\eta_{bar}$ 

図-3.20 被災当時の波浪状況の再現実験結果 (濃淡：波浪統計量，コンター線：水深，単位：m)

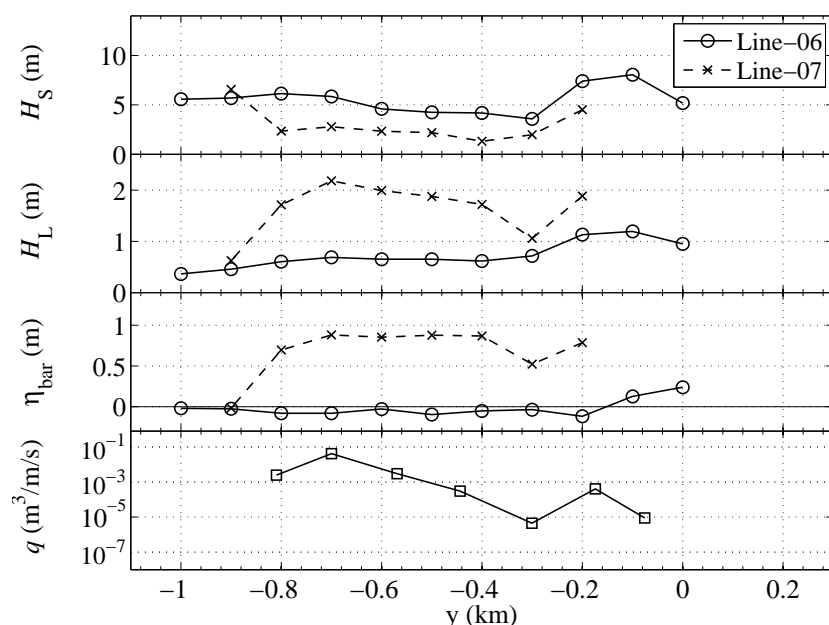


図-3.21 水槽実験により得られた被災当時の護岸近傍における波浪場と護岸越波流量の関係  
(Line-06：潜堤・離岸堤群の沖側，Line-07：護岸前面)

ついで，図-3.21 に被災当時の比較的護岸に近い岸側の Line-06 および Line-07 の波浪統計量と護岸越波流量の関係について示す．図の上から順に，短周期波高  $H_S$ ，長周期波高  $H_L$ ，平均水位上昇量  $\eta_{bar}$ ，護岸背後への越波流量  $q$  である．図より，潜堤・離岸堤群の沖側の Line-06 の緩勾配斜面側では，海底岬による屈折や浅水変形の影響を受けて短周期波高が増大すると同時に，来襲波浪に付随した長周期変動の発達により長周期波高が増大する．一方，潜堤・離岸堤群背後の Line-07 では，砕波の影響を受けて Line-06 に比べて短周期波高が半減し，長周期波高および平均水位上昇量が急増している．さらに，平均水位上昇量については，急勾配斜面側の潜堤・離岸堤群背後や緩勾配斜面側の浅瀬上の砕波帯内で上昇し，地形急変部 ( $y=-0.3$  km) で低下している．これらの水位差により生じる顕著な沿岸流の状況については，田島ら (2009) が実験的に示した 2 つの異なる勾配斜面が接する単純化した海底地形において指摘した傾向と良く一致している．護岸越波流量は，被災規模の大きかった  $y=-0.8$  km $\sim$ -0.7 km 付近において最も大きく，それより北東側 ( $y$  軸の正方向側) に向かうにしたがっておおむね減少傾向となっており，上記の各波浪統計量の分布傾向に対応していることがわかる．

## (b) 被災当時の越波発生機構

上記のように被災当時の海岸地形に対して水槽実験により再現された波浪状況をもとに、既設の潜堤・離岸堤群と傾斜護岸に挟まれた水域 (Line-07) における水位変動や流速変動、短周期波高、長周期波高、平均水位上昇量に着目し、傾斜護岸に対する暴うねりの越波特性について検討を行った。

平山ら (2009) や平山・春尾 (2010) は、碎波による平均水位上昇や長周期変動が卓越する碎波帯内のリーフ上護岸に対し、合田ら (1975) による越波流量算定図を適用する場合の堤前水深  $h_{toe}$  と換算沖波波高  $H'_0$  を以下の式 (3.21) および式 (3.22) で算定することを提案している。

$$h_{toe} = h_0 + \eta_{bar} + \alpha * H_L \quad (3.21)$$

$$H'_0 = \frac{H_S}{K_{sb}} \quad (3.22)$$

ここで、 $h_0$  は静水深であり、 $\alpha$  は水位に対する長周期波高の寄与率で  $\alpha=0.5$  と仮定し、 $K_{sb}$  は合田の碎波帯内波高の略算式から得られる碎波帯内波高と換算沖波波高の比である。

図-3.22 に護岸前面に位置する Line-07 で計測された波浪統計量から式 (3.21) および式 (3.22) を適用して得られた換算沖波波高や堤前水深、護岸天端高、換算沖波波高で無次元化した護岸越波流量の空間分布を示す。図中の実線は堤前水深を静水深のみで表した場合、破線は堤前水深を静水深と平均水位上昇量で表した場合、一点鎖線は堤前水深を静水深に平均水位上昇量および長周期波高を加えて表した場合に対する算定結果である。なお、護岸天端高は基準面 (たとえば、D.L.) からの高さではなく、式 (3.21) に示すような堤前水深によって定まる水面からの相対的な高さである。図より、自明ではあるが、護岸前面の平均水位上昇量や長周期波高を考慮することにより、堤前水深は増大し、相対的な護岸天端高は減少する。また、護岸天端高が減少することにより、護岸越波流量が相対的に増大していることがわかる。これらを踏まえ、詳細に護岸越波流量の発生要因について分析した結果を以下に述べる。

$y=-0.3$  km 付近では、換算沖波波高が最も小さく、平均水位上昇量と長周期波高を考慮した堤前水深が最小 (相対護岸天端高が最大) であったことにより、実験で計測された護岸越波流量が極小となっている。また、換算沖波波高がほぼ等しい隣接する  $y=-0.4$  km 付近では、堤前水深が増加 (相対護岸天端高が減少) しているために護岸越波流量が急増している。一方、 $y=-0.7$  km 付近では、この付近に設置されていた防潮扉が破壊され、周囲に比べて護岸天端高が防潮扉の高さである 1.1 m 低下していたため、護岸越波流量が最大となっている。さらに、急勾配斜面側 ( $y=-0.8$

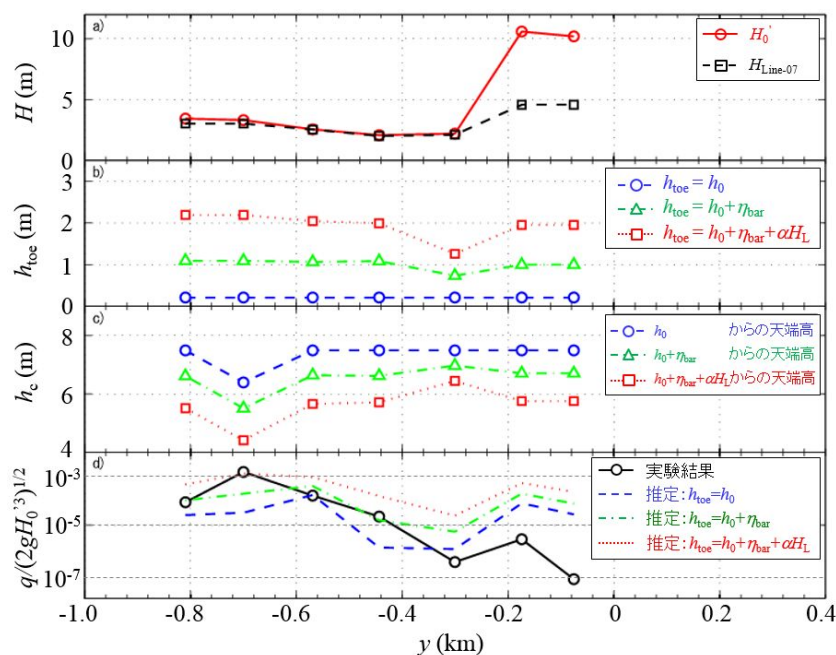


図-3.22 堤前水深および換算沖波波高と推定された無次元越波流量の関係

km $\sim$ -0.4 km) に面した護岸越波流量の空間変化は、平均水位上昇量と長周期波高を考慮して算定図より推定した護岸越波流量 (図中の一点鎖線) にほぼ従い、このような変化は平均水位上昇量や長周期波高に従う堤前水深の増加 (相対護岸天端高の減少) によるものであることが示唆される。このように、下新川海岸の傾斜護岸における護岸越波流量の空間分布には、特に護岸前面における平均水位上昇と水位の長周期変動が深く関わっていることが明らかとなった。そこで以下では、護岸前面を含む潜堤・離岸堤群における水位の長周期変動の特性について、水位変動の時系列変化やスペクトル分布をもとに検討を行った。

図-3.23 および図-3.24 に、潜堤・離岸堤群の沖側の Line-06 および傾斜護岸前面の Line-07 において計測された水位の長周期変動波形を示す。各図の実線は水位の長周期変動波形を、破線は波群の包絡波形を表している。なお、図-3.23 に示す Line-06 における長周期変動が極小であったため、便宜上、振幅を 2 倍に増幅させて示す。潜堤・離岸堤群前面の Line-06 についてみると、 $y=-0.5$  km $\sim$ -0.2 km において、水位の長周期変動と包絡波形は逆位相な関係になっている。また、 $y=-0.9$  km $\sim$ -0.6 km においても、 $y=-0.5$  km $\sim$ -0.2 km に比べて水深が比較的深いために水位の長周期変動の振幅が小さくなっているが、両者の位相関係はおおむね逆位相な関係となっている。一方、図-3.24 に示す潜堤・離岸堤群背後の Line-07 についてみると、 $y=-0.3$  km $\sim$ -0.2 km 付近では、

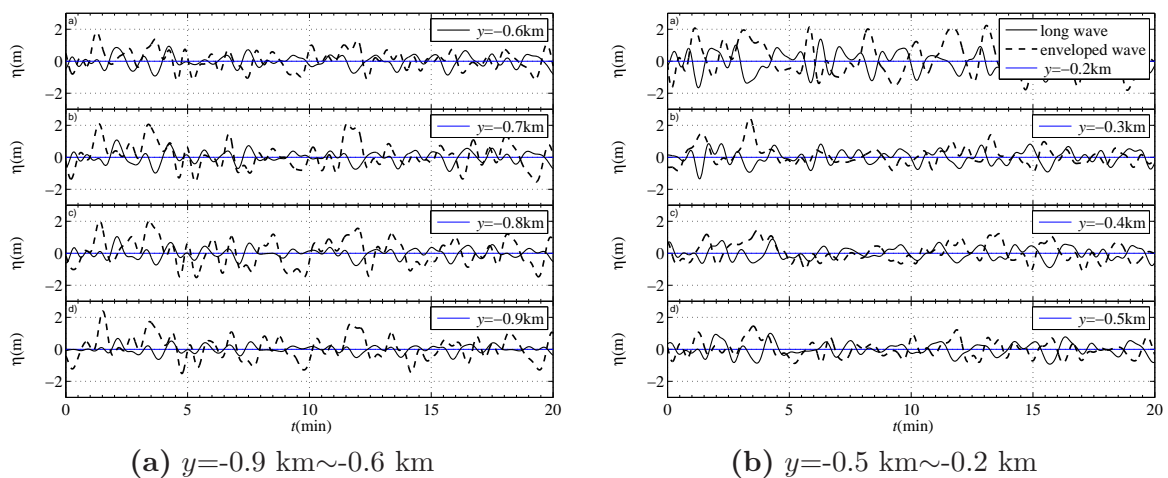


図-3.23 潜堤・離岸堤群前面の Line-06 における水位の長周期変動の時系列変化 (実線：水位の長周期変動波形，破線：波群の包絡波形)

両者の波形は非常によく一致している．しかしながら， $y=-0.8\text{ km}\sim-0.4\text{ km}$  において，両者の波形のピークをとる時間帯にずれが生じている．また，Line-06 および Line-07 の  $y=-0.8\text{ km}\sim-0.4\text{ km}$  において，波群の包絡波形の位相が各地点間で互いによく一致している．

図-3.25 は，沖から汀線までの  $x$  軸に沿った各測線上の水位の長周期変動波形と包絡波形の相関係数の空間変化を表したものである．図の横軸は両者の位相差  $\tau$  を，濃淡は式 (3.17) で表される相関係数  $R$  を表し，図-3.25(b)~(f) の横線 (点線) は潜堤・離岸堤群が設置されている位置を表している．この図より，海底岬上の  $y=0.2\text{ km}$  および  $y=0.4\text{ km}$  の測線上では， $\tau=0.0\text{ s}$  において岸沖方向に負の相関が得られ，両波形は逆位相な関係を形成していることがわかる．一方， $y=0.0\text{ km}$  では  $x=1.45\text{ km}$  付近において， $y=-0.2\text{ km}\sim-0.8\text{ km}$  では潜堤・離岸堤群の設置位置において，負から正に相関関係が逆転している．このような包絡波形と水位の長周期変動波形の位相関係について，List(1991) や Janssen・Battjes(2003) は，砕波帯よりも沖側では両波形は負の相関関係 (水位の長周期変動波形と包絡波形は逆位相な関係) を示し，その理由として波群に拘束された長周期変動の存在を指摘している．また，砕波帯内やそれよりも岸側の水域では両波形は正の相関関係 (水位の長周期変動波形は包絡波形と一致する) を示し，これは，砕波過程において波群に拘束された長周期変動が解放されて自由波として伝播していることを示している．これらのことを踏まえると，傾斜護岸前面における水位の長周期変動の特性は以下のように整理することができる．まず，緩勾配斜面側の  $y=-0.3\text{ km}\sim-0.2\text{ km}$  について，潜堤・離岸堤群よりも沖側では，水位の長周期変動は包絡波形に対して逆位相な関係をもち，波群に拘束された長周期変動が卓越する．



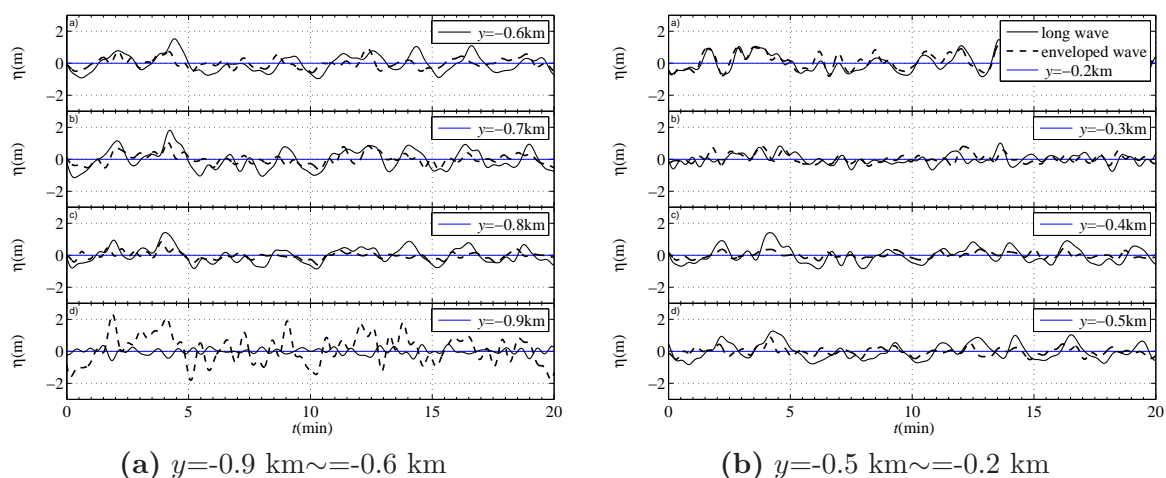


図-3.24 護岸前面の Line-07 における水位の長周期変動の時系列変化 (実線：水位の長周期変動波形，破線：波群の包絡波形)

しかし，潜堤・離岸堤群の背後では，波群の包絡波形と長周期波形の位相が非常によく一致していることから，波群の拘束が砕波により解放され，自由波として存在する．このような長周期変動の振る舞いの詳細については後述するが，これは一方向波においてみられるものと同様であり，緩勾配斜面側の護岸前面では，一方向性の強い長周期変動が発生していたことが考えられる．ついで，急勾配斜面側の  $y = -0.8 \text{ km} \sim -0.4 \text{ km}$  について，潜堤・離岸堤群よりも沖側では，緩勾配斜面側と同様に，水位の長周期変動と包絡波形が逆位相な関係をしていることから，波群に拘束された長周期変動が卓越しているといえる．一方，潜堤・離岸堤群の背後では，砕波により拘束が解放されて自由波として存在していると思われるが，両者の波形にずれが生じている．このことより，急勾配斜面側における水位の長周期変動は，緩勾配斜面側とは異なる振る舞いをしていることが考えられる．そこで以下では，この水位の長周期変動の振る舞いの差異について，スペクトル特性に着目して検討を行った．

図-3.26 に潜堤・離岸堤群背後の Line-07 の水位および流速の周波数スペクトルを示す．図中の縦の点線は周期 30 s を表すラインである．まず， $y = -0.3 \text{ km}$  付近では，水位の長周期変動スペクトルが小さく，沿岸方向流速の長周期変動スペクトルが卓越している．したがって，この水域では，この地点を節とした沿岸方向の長周期変動が生じていることが推測される．なお，この波群の 2 次の非線形干渉によって発生する長周期波の周期は 30 s ~ 1000 s 程度であるが，図-3.26(b) より潜堤・離岸堤群と護岸に挟まれたこの水域では，特に 100 s ~ 130 s の成分が沿岸方向の重複波として定在すると考えられる．しかしながら，岸沖方向の長周期変動がほとんど見られない．こ



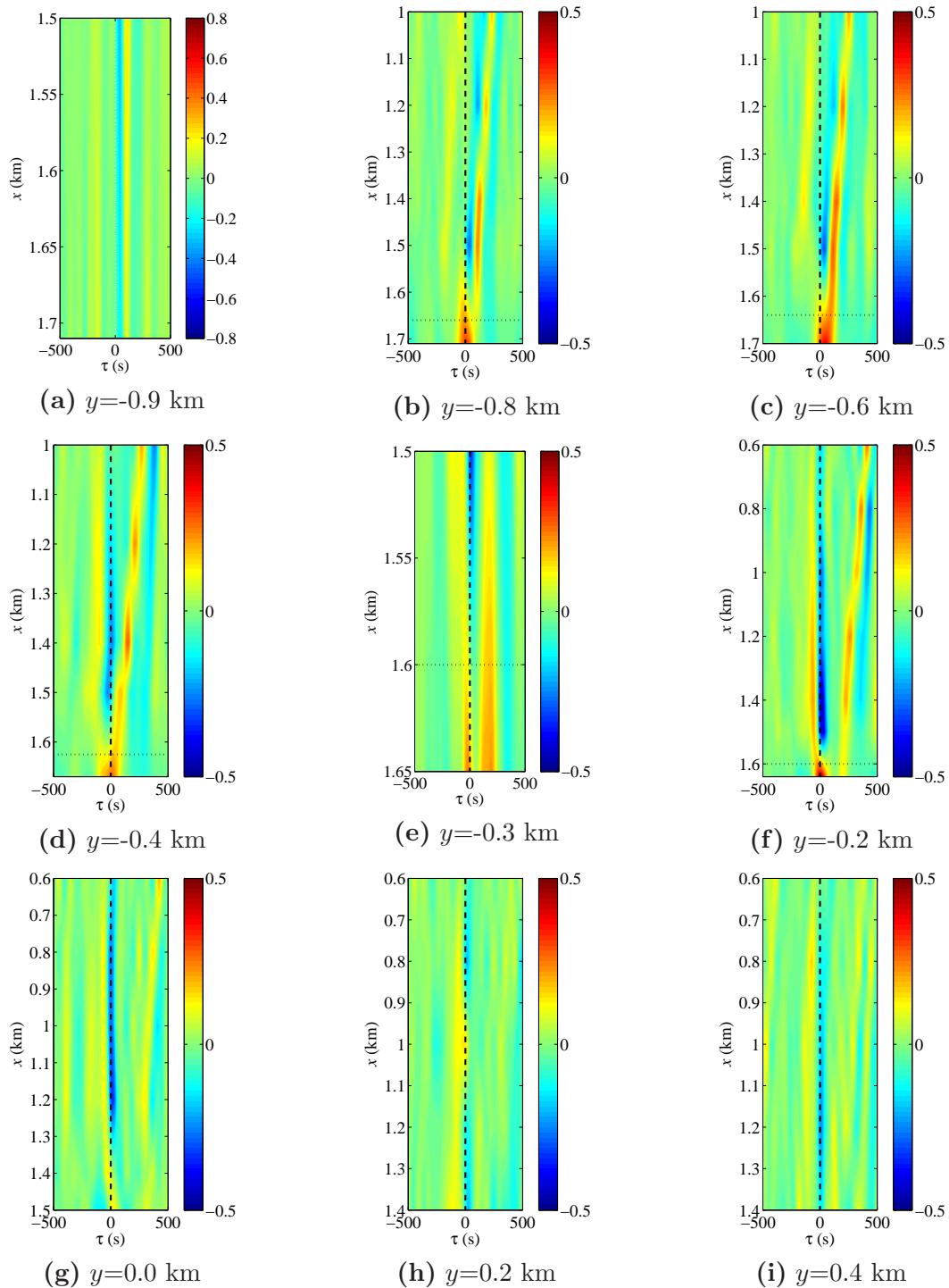
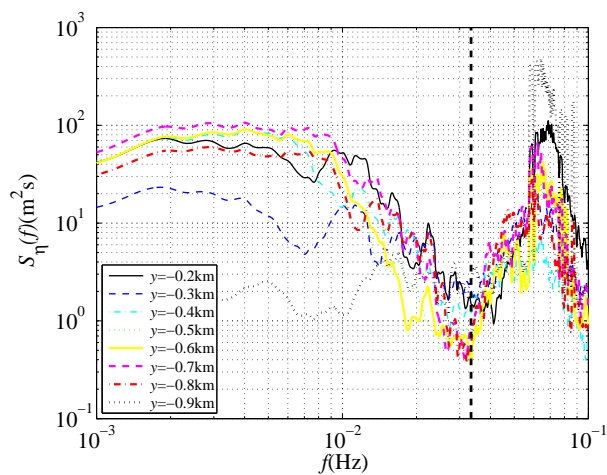
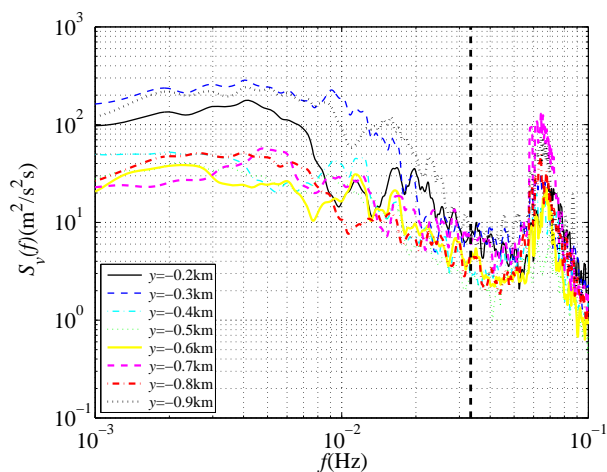


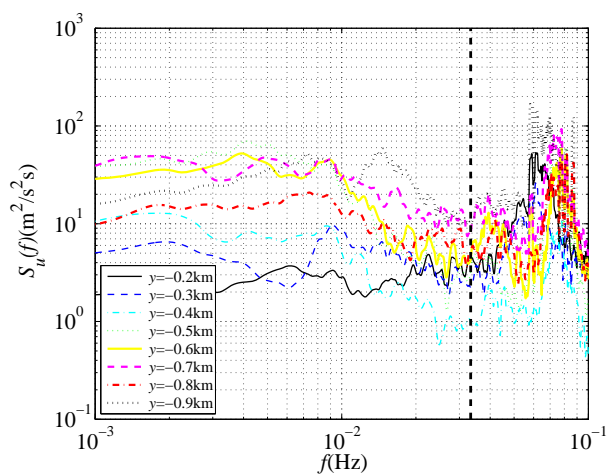
図-3.25 水位の長周期変動波形と包絡波形の相関係数の空間分布 (細点線：潜堤・離岸堤群の設置位置，濃淡：相関係数)



(a) 水位変動



(b) 沿岸方向流速変動



(c) 岸沖方向流速変動

図-3.26 護岸前面における水位および流速の周波数スペクトル

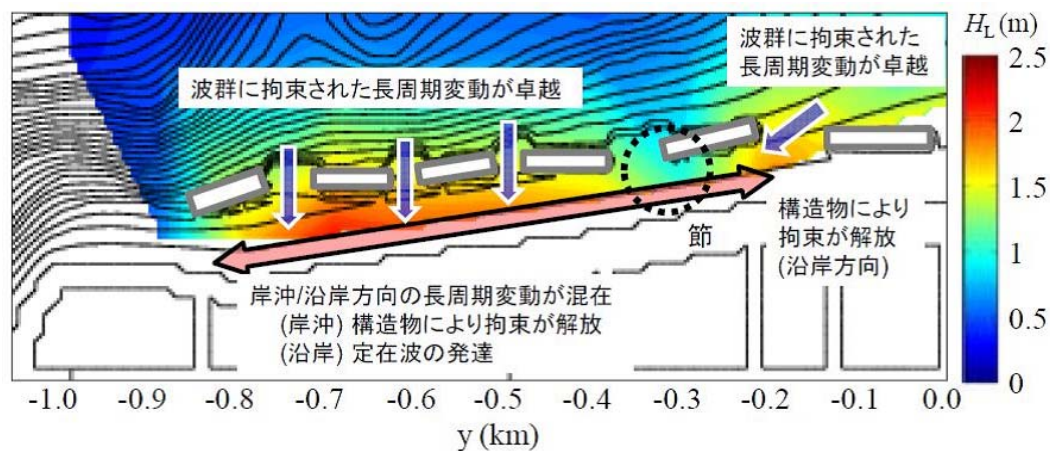


図-3.27 潜堤・離岸堤群周辺における水位の長周期変動のパターン (濃淡：長周期波高)

これは、拘束長周期波を含む波群が地形急変部 ( $y=-0.3$  km $\sim$ -0.2 km 付近) において大きく屈折し、波群に拘束された長周期波の解放が沿岸方向に行われたものと考えられる。なお、このことは、上述したように水位の長周期変動と波群の包絡波形の位相が非常によく一致していることから確認できる。ついで、 $y=-0.8$  km $\sim$ -0.4 km 付近の急勾配斜面側では、岸沖方向流速の長周期変動が卓越し、沿岸方向流速の長周期変動とほぼ同程度のエネルギーを有している。したがって、この水域では、沿岸方向の長周期変動だけでなく、沖からの波群に由来する岸沖方向の長周期変動も同時に生じていることが推測される。これは、図-3.24 で示したように、 $y=-0.8$  km $\sim$ -0.4 km において、波群の包絡波形の位相が各地点間で互いによく一致しているのに対し、各地点における長周期変動と包絡波形が一致しておらず、時間的なずれが生じていることから確認できる。このように、これらの長周期変動は、岸沖方向の長周期変動に対し、沿岸方向の長周期変動がほぼ同じ空間位相で重畳したものであると考えられる。

以上の考察の結果、この水域では、図-3.27 に示すような水位の長周期変動パターンが存在し、海底勾配の不連続部にあたる  $y=-0.3$  km 付近を節とする周期 100 s $\sim$ 130 s の重複波が沿岸方向に定在するとともに、 $y=-0.7$  km $\sim$ -0.4 km 付近の急勾配斜面側では沿岸方向の重複波に加えて沖からの来襲波群に由来する岸沖方向の長周期変動が重畳している。この結果、急勾配斜面側の護岸前面で水位の長周期変動が特に大きくなったと考えられる。なお、本実験に用いた平面水槽の固有周期は、長辺方向に約 850 s、短辺方向に約 360 s であり、計測された長周期変動の周期と異なる。

### 3.3.3 排水機能付き直立護岸における越波

台風の強大化や経路の変化により来襲頻度の増加が指摘される暴うねりは、風波に相当する設計波に比べて水深の深い海域から海底地形の影響を受け、屈折や浅水変形により高波浪となって沿岸域に来襲する。たとえば、東京湾口に位置する久里浜湾では、2004年5月に周期16sを越える暴うねりが来襲し、漁船が転覆する事故が発生した。しかしながら、海難事故発生時の2004年5月21日14時の潮位は久里浜湾近傍の横須賀港におけるH.W.L.(D.L.+2.0 m)よりも0.4 m程度低いD.L.+1.63 mであり、護岸越波災害は発生しなかった。横須賀港のH.H.W.L.は海難事故当時の潮位に比べて1.0 m程度高いD.L.+2.6 mであり、このような潮位の場合、久里浜湾内の久里浜港海岸で暴うねりによる越波災害が生じる危険性は否定できない。このような波浪に対して従来と同じ手法で対策を講じることが難しい場合には、既設護岸が有する防護効果(たとえば、排水施設の機能)を最大限に活用することが必要である。

そこで本節では、排水機能が整備された直立護岸における暴うねりの越波特性を把握するため、久里浜港海岸護岸に暴うねりが来襲した事例を対象に、平面的な越波浸水・排水過程を再現可能なブシネスクモデルにより、暴うねりの既設護岸が備えた排水能力を考慮した護岸背後への越波や浸水、それらの排水過程について明らかにした。

#### 数値計算の概要

本計算では、暴うねりの沖合から海岸護岸までの伝播過程および護岸背後への越波や浸水、それらの堤外への排水過程について把握するため、護岸前面と背後にそれぞれ排水孔や排水管路、排水溝を有する護岸が整備された東京湾口に位置する久里浜湾を対象に、2004年に来襲した暴うねりに関する越波浸水計算を行った。

本計算で用いたブシネスクモデル(平山・長谷川, 2011)は、越流公式に代入する護岸前面水位の補正係数を導入した越波モデルと排水管路内の流れを等流近似した排水モデルを有し、これらのモデルを平面波浪場へ拡張した計算モデルである。以下に、越波モデルと排水モデルの概略について述べる。

## (a) 越波モデル

越波モデルでは，式 (3.23) に示すように，越流公式に基づいて護岸越波流量  $q_{flow}$  を推定し，越流係数  $C_0$  と護岸前面水位  $\eta_f$  の補正係数  $\alpha$  を適切に設定することが重要となる．

$$q_{flow} = C_0 \frac{2\sqrt{2g}}{3} (\alpha\eta_f - h_c)^{3/2}, \quad for \quad \eta_f > h_c \quad (3.23)$$

まず，越流係数  $C_0$  について，平山ら (2006) により式 (3.24) に示すような推定式が提案されている．この推定式は，1/30 勾配斜面に設置された護岸を対象に，作用波の波形勾配や相対水深，相対天端高の異なる断面実験により導出された経験式であり，進行波の堤前波高に対する相対天端高  $h_c/(K_{sb}H'_0)$  の関数で表される．

$$C_0 = \begin{cases} 0.045 & : \frac{h_c}{K_{sb}H'_0} > 2.5 \\ 0.47 - 0.17 \frac{h_c}{K_{sb}H'_0} & : \frac{h_c}{K_{sb}H'_0} \leq 2.5 \end{cases} \quad (3.24)$$

ここで， $H'_0$  は換算沖波波高， $K_{sb}H'_0$  は合田 (1975) の略算式で得られる碎波帯内波高である．このように， $C_0$  は  $h_c/(K_{sb}H'_0)=2.5$  を閾値に，相対天端高が小さい場合には次第に越流状態に近づくと考えて 0.47 を上限に単調増加し，これより大きい場合には越波飛沫が発生し，越流公式が適用できないと考えて 0.045 で一定となる．

ついで，補正係数  $\alpha$  について，ブシネスク方程式の弱非線形性や離散化に伴う誤差，飛沫の影響による護岸前面水位の計算誤差を抑えるため，護岸前面の打ち上げ高に関する断面実験と断面計算で得られた護岸打ち上げ高と堤前水深の関係性を用い， $\alpha$  は堤前水深  $h_f$  の関数として式 (3.25) のように修正されている．なお， $x$  は  $h_c/(K_{sb}H'_0)$  である．

$$\alpha = \begin{cases} \frac{-2.76x + 5.85}{-1.60x + 3.72} & : x < 1.67 \\ \frac{1.23}{-1.60x + 3.72} & : 1.67 \leq x < 1.77 \\ 1.38 & : x \geq 1.77 \end{cases} \quad (3.25)$$

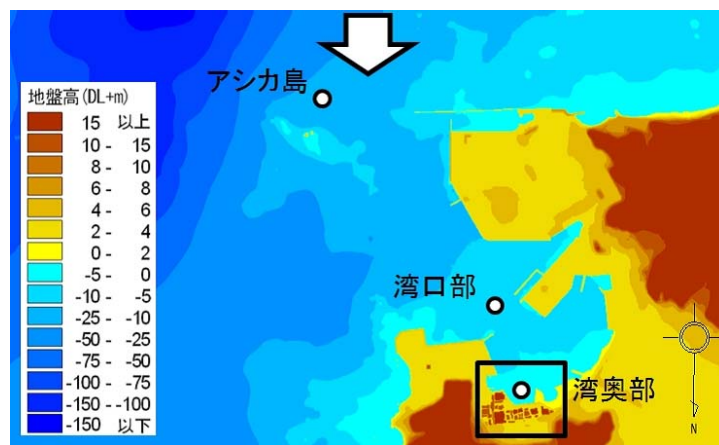
相対水深が 1.77 より大きい場合には非線形重複波形の補正により  $\alpha$  が一定となり，相対水深が 1.67 より小さい場合には飛沫の打ち上げ高の補正により  $\alpha$  が大きくなる．

## (b) 排水モデル

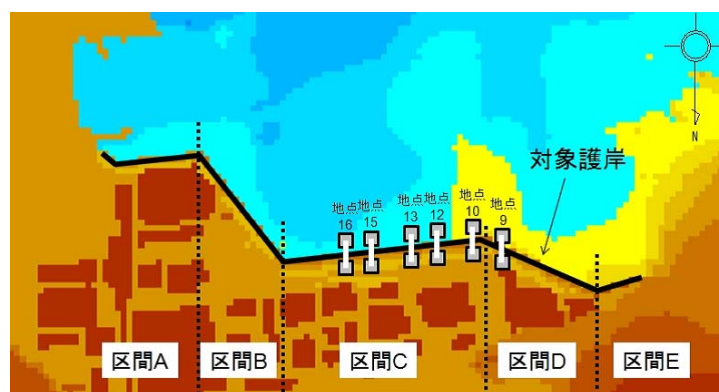
排水モデルでは，図-3.28 に示すように護岸を越波した水塊は護岸背後に設けられた排水溝から排水管路 (暗渠) を通じ，護岸沖側に設けられた排水孔から堤外へ排水される過程を仮定してい







(a) 広域 ( : 狭域範囲, 矢印: 入射方向)



(b) 狭域 (地点番号: 排水孔の設置番号)

図-3.29 計算領域

ついで、護岸位置と排水溝位置の水位差に対して式 (3.29) を適用し、これを計算格子幅で除したものを排水流量フラックスと定義する。護岸前面の排水孔位置と護岸背後の排水溝位置では、排水流量フラックスの流入 (排水孔前面) および流出 (排水溝背後) を考慮した連続式のみを解き、系全体での質量保存を満足させている。したがって、排水溝周辺における排水溝内の水位低下に起因する流れや排水孔前面における排水の流入による水位上昇に起因する流れが考慮されている。なお、護岸前面からの越波排水 (排水流量フラックス) は無視されている。

### (c) 計算条件

計算領域は、図-3.29 に示すような久里浜湾沖の水深 150 m 海域から久里浜港海岸護岸や護岸背後域を含み、計算格子幅は 5.0 m に設定した。また、護岸背後の域の浸水過程を把握できるように、護岸天端高や地盤高、陸域の主な建物や通路を設定した。護岸天端高は図-3.30 に示すよ

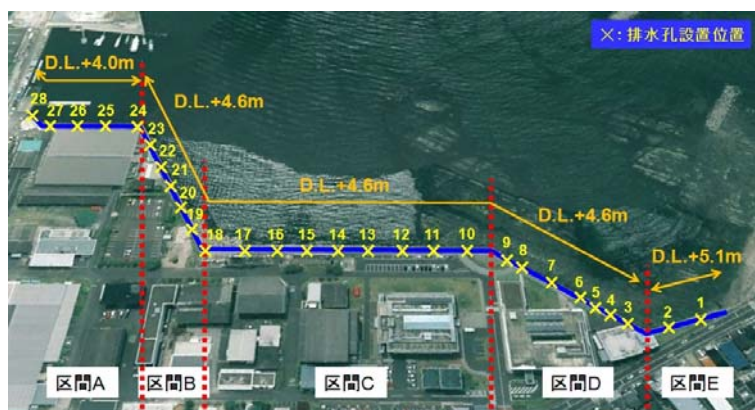
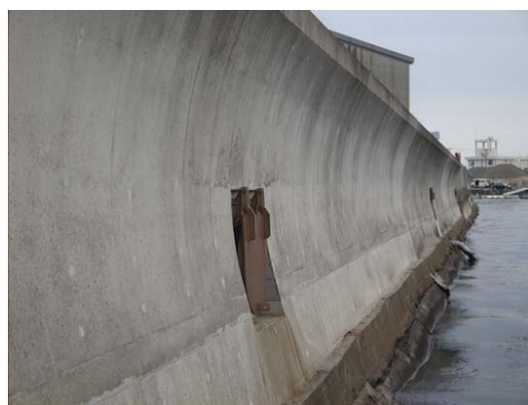


図-3.30 護岸天端高とフラップゲート付き排水孔の設置位置 (数値：設置番号)



(a) フラップゲート付き排水孔



(b) 護岸背後の排水溝

図-3.31 久里浜港護岸の整備状況

うに区間 A で D.L.+4.0 m , 区間 B～区間 D で D.L.+4.6 m , 区間 E で D.L.+5.1 m であった。対象とした護岸には、図-3.30 および図-3.31 に示すようにフラップゲート付き排水孔や排水管路、これらを連結する排水溝が整備されており、フラップゲートは蓋上端部がヒンジにより固定されており、排水管路内外の圧力差により蓋の開閉が行われ、高波浪時に排水孔への逆流を防ぐ機構となっている。

本計算で用いる入射波浪の設定では、造波境界上の水深と方向スペクトルの空間変化を考慮した多方向不規則波を造波可能な造波方法を用いるため、ブシネスクモデルの造波境界上に与える方向スペクトルをエネルギー平衡方程式により算出した。まず、2004 年 5 月 21 日の暴うねりの来襲時に、久里浜湾口に位置するアシカ島波浪観測所で観測された周期 16.5 s , 波高 2.24 m , 波向 S の波浪を用いて当時の沖波諸元を推定した。推定された沖波諸元は、有義波周期 16.5 s , 有義波高 7.07 m , 波向 170 度 (北から時計回りの角度) であった。ついで、推定された上記の沖波を

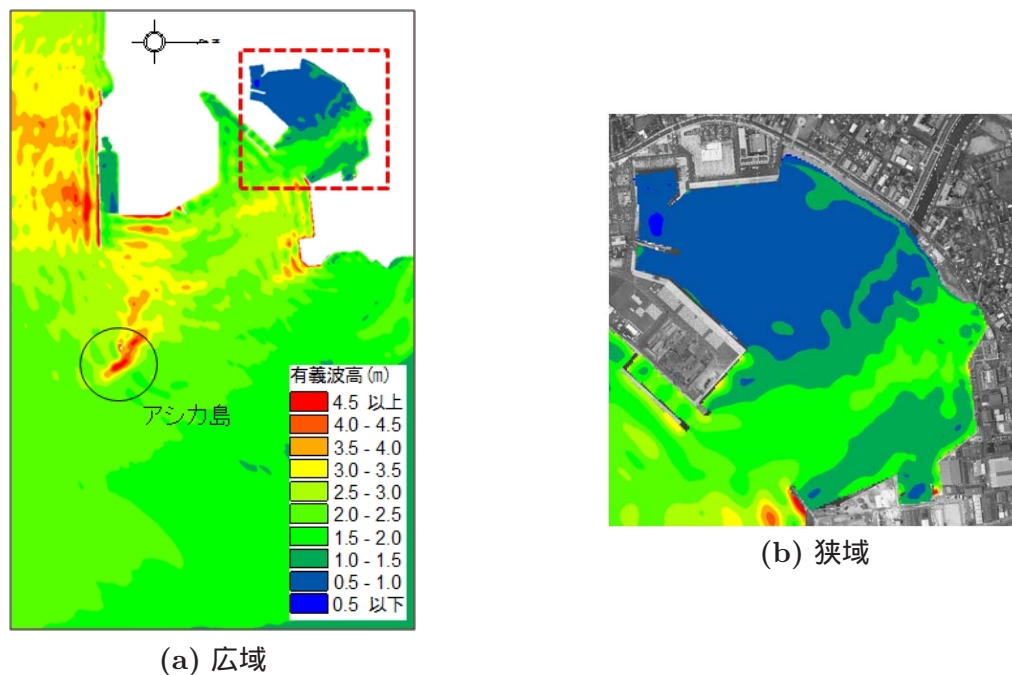


図-3.32 推定された有義波高の平面分布

入射波浪としたエネルギー平衡方程式による伝播計算の結果から，ブシネスクモデルの造波境界上に与える方向スペクトルを算出した．計算潮位は，来襲当時の D.L.+1.63 m に代えて久里浜湾近傍の横須賀港における H.H.W.L=D.L.+2.6 m と設定した．計算の時間解像度は，越波計算の不安定性を考慮して入射波周期の 3300 分の 1 に相当する 0.005 s に設定した．解析時間は，波浪統計量の変動を抑制するため，護岸周辺の波浪場が安定した後の 200 波以上とした．

#### 波浪および越波特性

##### (a) 伝播過程

暴うねりの沖合から港内までの伝播過程について検討を行うため，図-3.32 に上記で設定された条件下で計算された有義波高の平面分布を示す．図の濃淡は有義波高を表しており，白色領域が陸地である．図より，沖合水深約 150 m から来襲した暴うねりは，急峻な海底地形を有するアシカ島付近で屈折による波の収斂と浅水変形により局所的にその波高を増大させている．また，湾内へ伝播するにつれて波高は徐々に減少するものの，護岸前面では 2.5 m 以上の波高が出現している．これら沖合から港内までの暴うねりの伝播過程について詳細に検討するため，図-3.33 および図-3.34 にそれぞれ，沖合のアシカ島観測所，久里浜湾口部，湾奥部の護岸近傍における水面波形および周波数スペクトルを示す．各図の上から順に，沖合のアシカ島観測所，久里浜湾口

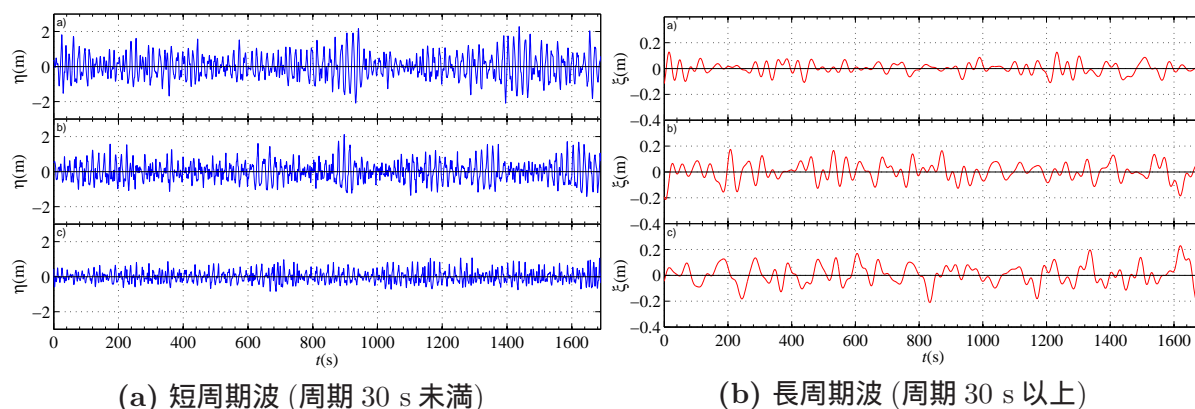


図-3.33 各地点で算定された水位変動の時間変化

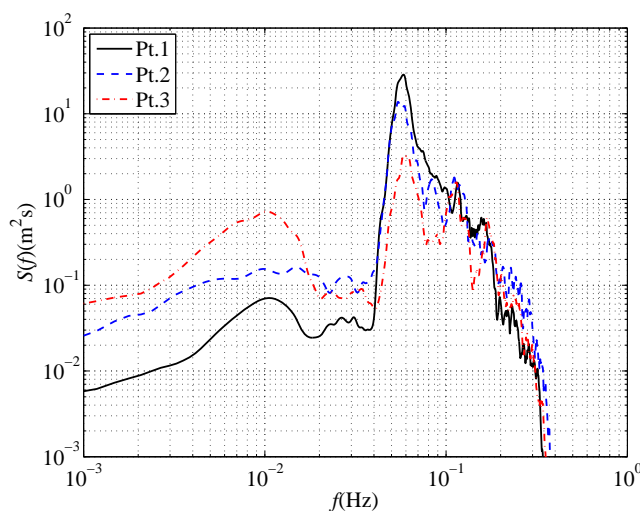


図-3.34 各地点で算定された周波数スペクトル (Pt.1: アシカ島, Pt.2: 湾口部, P.3: 湾奥部)

部, 湾奥部の護岸近傍における水位変動を表している。これらの図より, 暴うねりは, スペクトル尖鋭度が大きく, 顕著な波群 (高波の連なり) を有しながら水深 150 m の沖合から湾内へ伝播する (沖合 → 湾口部)。その後, 浅瀬側に伝播するにつれて 2 次の非線形干渉が発達し, 基本周波数の 2 倍, 3 倍の周波数を有する干渉波や周期 30 s 以上の長周期変動がみられるようになる (湾口部 → 湾奥部)。

#### (b) 越波浸水・排水過程

暴うねりの護岸背後への越波や浸水, その排水過程について検討を行うため, 図-3.35 に越波計算によって得られた護岸背後域を含む水位分布のスナップショットを示す。これらの図より, まず, 造波開始 600 s 後に, 暴うねりの来襲とともに区間 C と区間 D の隅角部における局所的な波

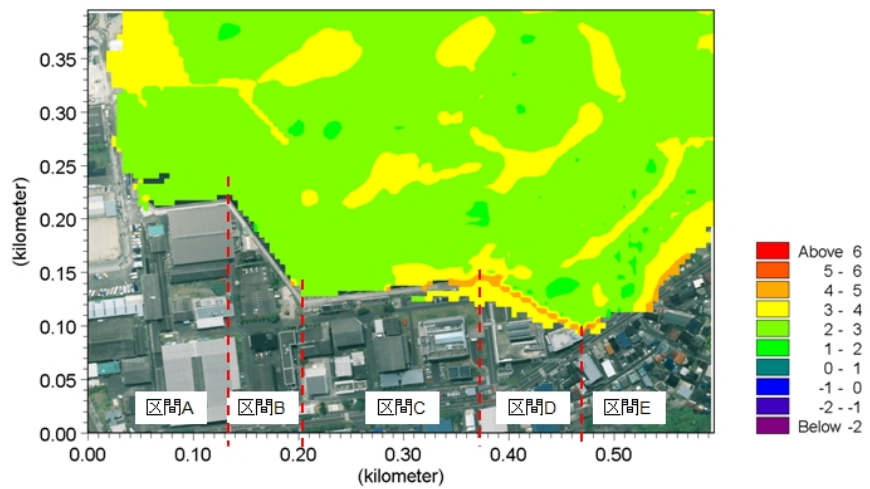


高集中により越波が発生し、護岸背後への浸水が始まる (図-3.35(a))。その後、近接する護岸からの越波も加わって広範囲に越波浸水が発生し (図-3.35(b))、造波開始 800 s 後には浸水範囲が護岸背後の建物やその周辺道路まで及ぶ (図-3.35(c))。これらの越波浸水過程について詳細に把握するため、護岸越波量や護岸背後の浸水位、排水孔からの排水量に着目し、これらの時空間変化について検討した。

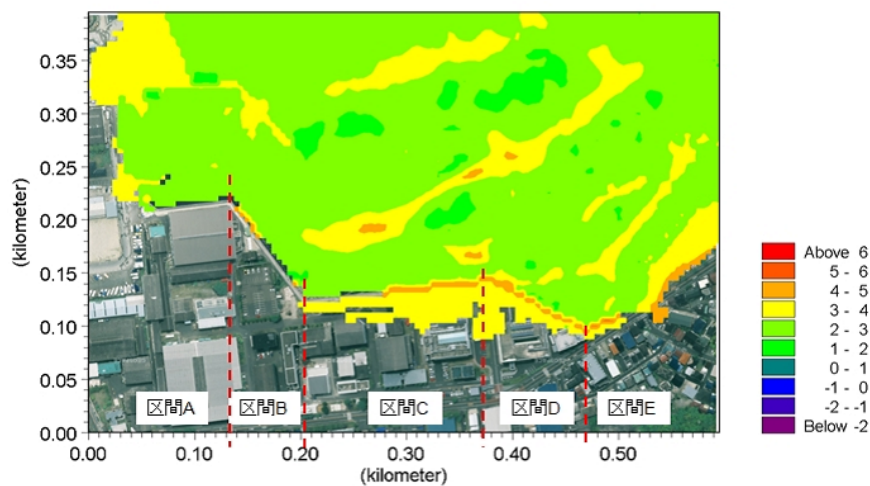
図-3.36 に護岸前面における波浪統計量や護岸からの越波流量および排水流量の空間分布を示す。なお、排水流量は堤外へ排出される場合を負の値で表している。縦軸は、上から順に短周期波高  $H_{S1/3}$ 、長周期波高  $H_{L1/3}$ 、平均水位上昇量  $\eta_{bar}$ 、越波・排水流量  $q$  を表し、短周期波高図の赤線は計算潮位を基準面とした護岸天端高である。この図より、低天端防波堤の背後に位置する区間 A や前面に岩礁帯を有する区間 C の東側から区間 E にかけて、長周期波高の増大や碎波前のセットダウンと思われる平均水位上昇量の低下がみられる。しかしながら、越波が顕著な区間 A の東側から区間 D の西側では、短周期波高に比べて長周期波高や平均水位上昇量の空間的な変化は比較的小さいことがわかる。したがって、今回の計算では、短周期波高の空間分布が越波・排水流量の空間変化に直接的な影響を及ぼしているものと考えられる。そこで以下では、短周期波高に注目して越波・排水流量の空間分布について検討を行った。

まず、区間 A の東端や区間 C の西側から区間 D では、護岸前面の短周期波高が他の地点に比べて大きく、特に区間 C と区間 D の隅角部周辺において 4.0 m を越える短周期波高が発生し、 $0.10 \text{ m}^3/\text{m/s}$  程度と非常に大きな越波流量が生じている。3.0 m 程度の短周期波高が算定された区間 A および区間 B では、護岸天端高と波の入射角の違いによりそれぞれ、 $0.02 \text{ m}^3/\text{m/s}$  および  $0.01 \text{ m}^3/\text{m/s}$  の越波流量が生じている。区間 C の東側では、短周期波高が護岸天端高よりも小さく、越波が生じていない。一方、排水流量についてみると、区間ごとの越波流量に応じた流量が排水されているようにみえるが、これらは区間ごとに平滑化され、区間 C の東側では、越波が発生していないにもかかわらず、排水が生じている。この過程の詳細については後述するが、少なくとも越波発生直後では、護岸に沿って背後に整備された排水溝の働きが少なくないものと考えられる。

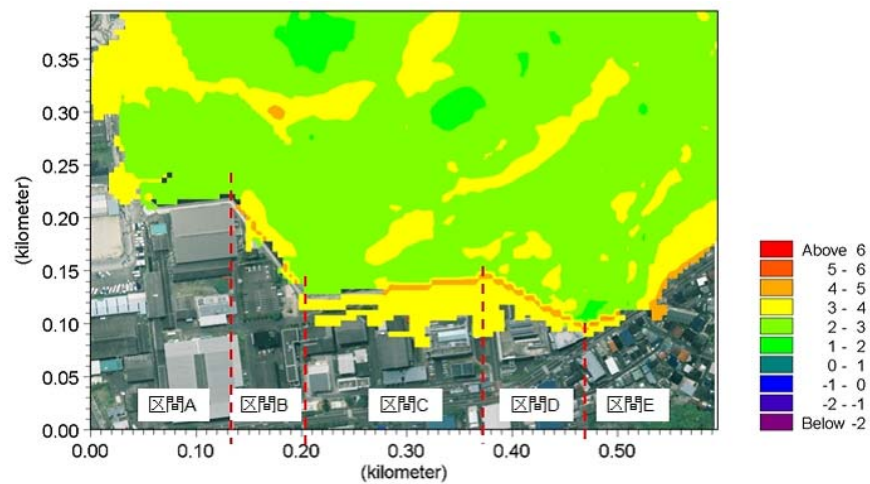
図-3.37 に図-3.29(b) に示すような排水管路が設置された地点 9～地点 16 における護岸前面の水位変動、護岸越波流量、排水流量、排水溝内の水位変動と流速ベクトルの時間変化を示す。図中の赤破線は計算潮位を基準面とした護岸天端高であり、流速ベクトルは西向きを正の値で表している。なお、断面 1～断面 3 はそれぞれ、地点 9～地点 10、地点 11～地点 12、地点 13～地点 14 に相当する。これらの図より、区間 C と区間 D の隅角部に最も近い地点 9 および地点 10 では、



(a) 造波開始 600 秒後



(b) 造波開始 700 秒後



(c) 造波開始 800 秒後

図-3.35 推定された護岸前面の水位分布と護岸背後の越波浸水状況



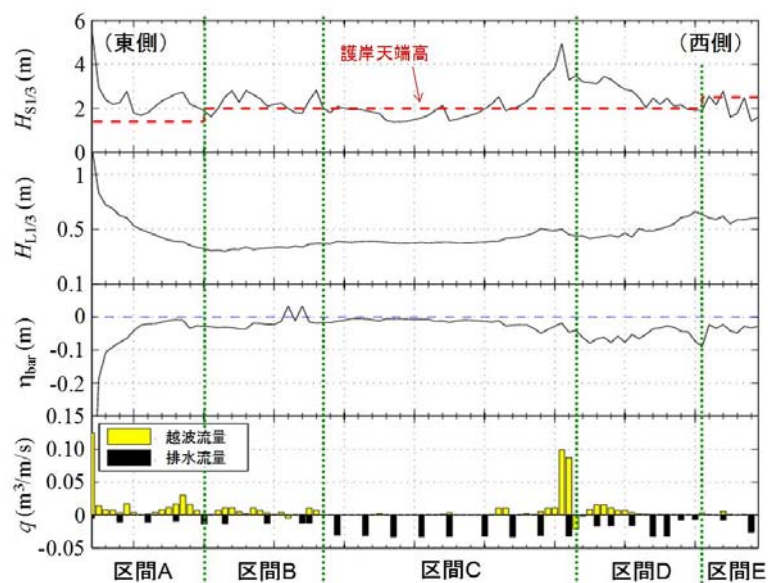
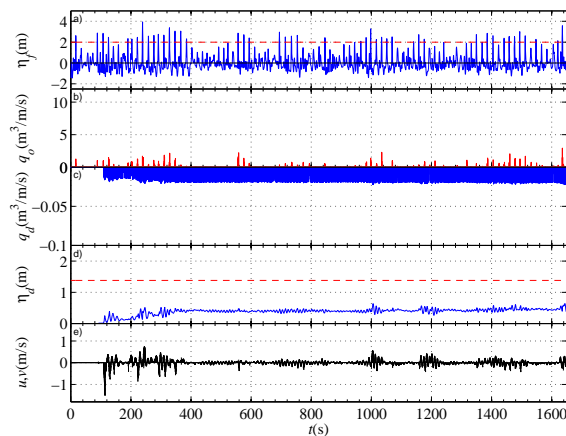
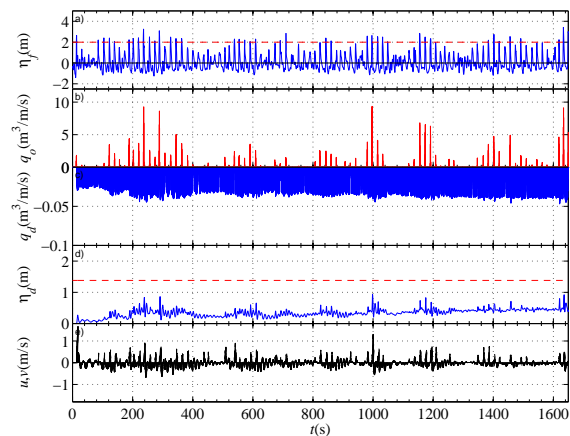


図-3.36 護岸の越波・排水流量と来襲波の関係（上から順に，短周期波高，長周期波高，平均水位上昇量，越波および排水流量）

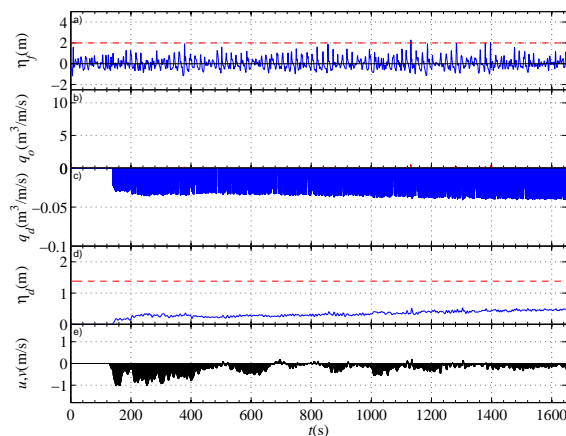
護岸前面の水位が護岸天端高よりも高くなると同時に越波流量が発生し，それが護岸背後に浸水して排水溝内の水位が上昇し始める様子が読み取れる．越波の発生に応じて排水溝内の水位が上昇し，その水塊が西向きあるいは東向きに移動する．しかしながら，排水溝内の水位は大きく変化していないことから，護岸背後において越波水塊が貯留されていることが推察される．この結果は，排水溝内の水位に応じた堤外への排水が越波発生時刻にかかわらずに行われることになったものと考えられる．一方，地点 12～地点 16 では，護岸前面の水位が護岸天端高までほとんど到達しないため，越波の発生はほとんど確認できない．しかしながら，地点 9 および地点 10 と同様に，堤外への排水が常に行われている．これは，時間遅れを伴いながら地点 12 から地点 16 へ東に向かうにつれて排水溝内の水位が上昇し，地点 9 および地点 10 で越波した水塊が排水溝を含む後背地を氾濫する過程で地点 12 から地点 16 まで到達し，その一部が堤外に排水されたものと推察される．また，この過程は排水溝内の水位が上昇している間，常に東向きの流速が生じていることからわかる．なお，護岸位置に相当する越波計算格子の設定上，地点 9 および地点 10 においては 2 方向から，地点 12～地点 16 においては 1 方向から越波するように設定しており，図中では地点 9 および地点 10 の越波流量は 2 方向分を，水位変動は 1 方向分のみを示したため，これらの地点における水位変動の護岸天端超過状況の違いの割に越波流量に大きな差異がみられている．



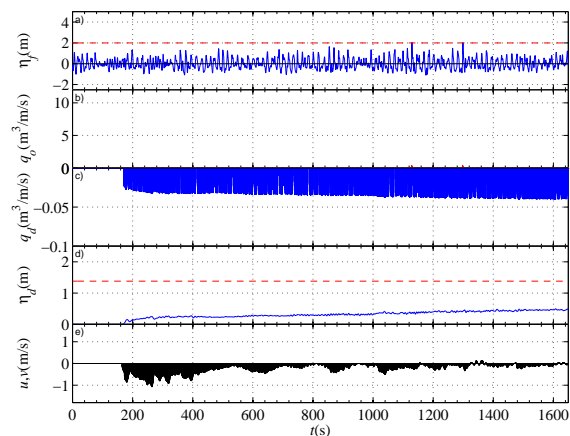
(a) 地点 9



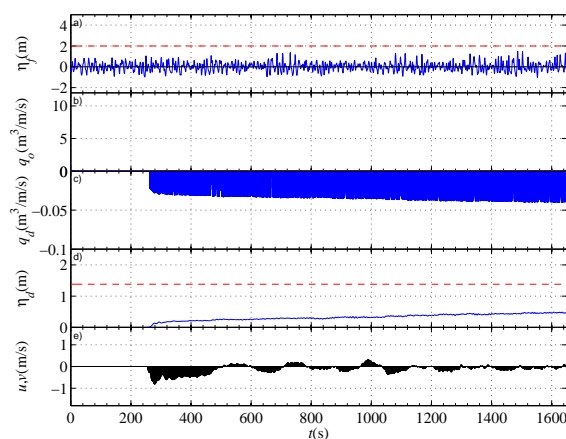
(b) 地点 10



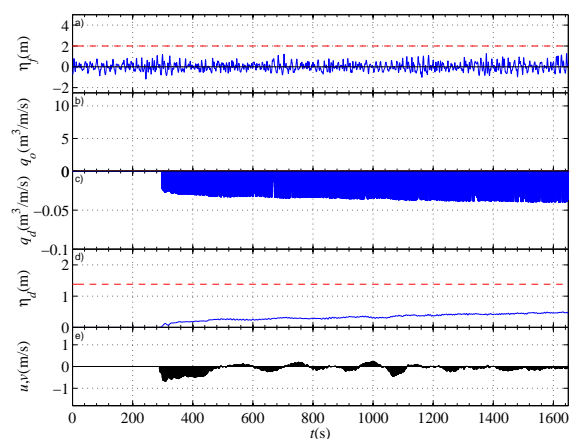
(c) 地点 12



(d) 地点 13



(e) 地点 15



(f) 地点 16

図-3.37 排水管路に沿った護岸断面における越波浸水・排水過程の時間変化 (上から順に, 護岸前面水位, 越波流量, 排水流量, 排水溝内の水位・流速の時間変化)

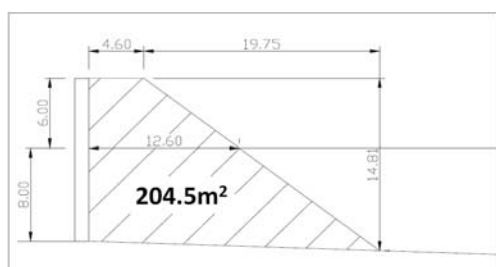


(a) 消波護岸

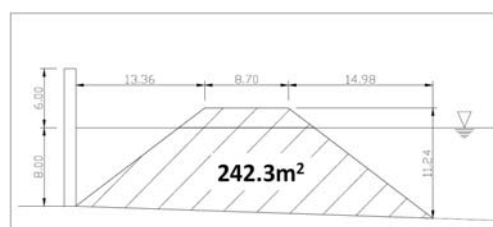


(b) 透過離岸堤を有する直立護岸

図-3.38 各護岸断面



(a) 消波護岸



(b) 透過離岸堤を有する直立護岸

図-3.39 各護岸の消波ブロック縦断面

### 3.4 暴うねりに対する護岸越波抑制法

ここでは、直立護岸や傾斜護岸、排水孔付き直立護岸の3つの護岸構造を対象に、効果的な暴うねりの越波抑制法について検討を行った。

#### 3.4.1 検討手法

##### 直立護岸における越波

1.3.1節で述べたように、直立護岸に対する暴うねりの越波特性を検討した結果、来襲波浪の周期が長く、スペクトル尖鋭度が大きくなるほど、数十分間の平均的な越波量が増大するが、風浪よりも周期が長いことに十分配慮すれば、既存の越波流量算定図を用いて算定することが概ね可能であることが確認された。また、このような波浪に特有な波群の影響を受けて短時間越波量が増加する危険性があることが確認された。そこで、直立護岸に対する暴うねりの越波量の低減機能をもつ護岸構造を提案する。図-3.38(a)および図-3.39(a)に示すような標準的にその効果を有する消波護岸に加え、図-3.38(b)および図-3.39(b)に示すような消波ブロックで形成される透過

表-3.3 実験ケース表 (消波護岸および透過離岸堤を有する直立護岸の場合)

護岸断面	$h_{off}$ (m)	$h_{toe}$ (m)	$h_c$ (m)	$H_{in}$ (m)	$T$ (s)	$\gamma$	$H'_0$ (m)	$H'_0/L_0$	護岸前面水位 計測の有無	短時間越波量 計測の有無
消波護岸	20.0	8.0	6.0	4.0	17.0	10.0	3.83	0.008		
					17.0	1.0	3.83	0.008		
					14.0	10.0	4.08	0.013		
					14.0	1.0	4.08	0.013		
					8.0	1.0	4.36	0.044		×
	18.0	6.0	8.0	4.0	17.0	10.0	3.83	0.008	×	×
					17.0	1.0	3.83	0.008		×
					14.0	10.0	4.08	0.013	×	×
					14.0	1.0	4.08	0.013		×
					8.0	1.0	4.36	0.044	×	×
透過離岸堤を 有する直立護岸	20.0	8.0	6.0	4.0	17.0	10.0	3.83	0.008		
					17.0	1.0	3.83	0.008		
					14.0	10.0	4.08	0.013		
					14.0	1.0	4.08	0.013		
					8.0	1.0	4.36	0.044		×
	18.0	6.0	8.0	4.0	17.0	10.0	3.83	0.008		×
					17.0	1.0	3.83	0.008		×
					14.0	10.0	4.08	0.013		×
					14.0	1.0	4.08	0.013		×
					8.0	1.0	4.36	0.044		×

離岸堤を直立護岸より少し沖合に配置した直立護岸 (以下では、透過離岸堤を有する直立護岸と表記する) を設定し、その効果について検討を行った。消波護岸の形状は、消波工天端幅を天端に並ぶ消波ブロックが2個に相当する4.6 mとし、法面勾配が3:4となるように設定した。透過離岸堤を有する直立護岸の形状は、透過離岸堤の安定性を確保するため、消波工天端幅を天端に並ぶ消波ブロックが3個に相当する8.7 m、法面勾配を3:4に設定した。実験では、直立護岸と同様な方法により水位変動や越波量の計測を行った。表-3.3に上記の各護岸断面に対する実験条件をまとめたものを示す。

#### 傾斜護岸における越波

1.3.2節で述べたように、下新川海岸の越波浸水被害を対象に、傾斜護岸に対する暴うねりの越波特性を検討した結果、被災当時の海岸地形における越波発生には護岸前面の水位の長周期変動が強く影響していることが明らかになった。急勾配地形側では、拘束長周期波を含む波群が地形急変部 ( $y=-0.3$  km) において大きく屈折し、その際に波群に拘束された長周期変動の解放が沿岸方向に行われ、潜堤・離岸堤群と護岸に挟まれた水域で沿岸方向に卓越する定在波が発達してい



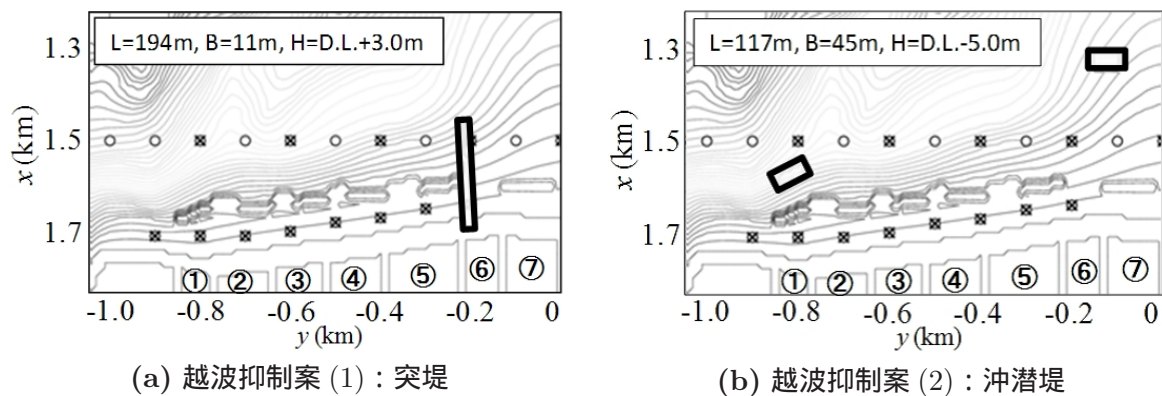


図-3.40 暴うねりに対する各減災対策工の配置図



図-3.41 暴うねりに対する各減災対策工の設置状況

ることがわかった．そこで，図-3.40(a) および図-3.41(a) に示すような地形急変部 ( $y=-0.3$  km) 付近に長さ 194 m，幅 11 m，高さ D.L.+3.0 m の突堤 (越波抑制案 (1)) を設置し，沿岸方向の長周期変動を抑制した場合の波高分布や護岸越波量を計測した．

一方，緩勾配地形側では，急勾配地形側の護岸前面で生じる平均水位の上昇は，高波高のまま来襲する波群が護岸近傍の潜堤・離岸堤群で砕波することによるものであり，より沖合で砕波させることにより，平均水位が上昇する位置を変化させることが有効であると考えられる．一方，緩勾配地形側では，平均水位上昇や長周期波高の増大は避けられないため，越波流量の低減には短周期波高を低減させる必要がある．そこで，図-3.40(b) および図-3.41(b) に示すような緩勾配地形と急勾配地形上の水深 20 m 地点にそれぞれ長さ 117 m，幅 45 m，高さ D.L.-5.0 m の潜堤 (越波抑制案 (2)) を設置し，護岸前面の潜堤・離岸堤群に入射する短周期波高を低減させた場合の波高分布や護岸越波量を計測した．なお，これらの減災対策構造物はいずれも不透過構造とした．





図-3.42 土嚢積み上げによる土嚢仮設堤のイメージ

#### 排水機能付き直立護岸における越波

1.3.3 節で述べたように，久里浜港海岸護岸の越波浸水過程に対して排水孔付き直立護岸における暴うねりの越波特性を検討した結果，越波発生直後に越波水塊の一部が護岸背後の排水溝を通じて直近あるいはその周辺の排水孔から堤外に排水されると同時に，残りの水塊が後背地に貯留されて浸水域が徐々に拡大することが明らかになった．そこで，これらの結果を踏まえ，既設護岸に設置可能な簡易浸水対策を提案するとともに，その効果について検討を行った．本検討では，簡易な越波浸水対策として図-3.42 に示すような土嚢のみで構築された仮設堤（以下では，土嚢仮設堤と表記する）を取り上げる．なお，取り上げた土嚢仮設堤は，暴うねり来襲前には人力等により設置して遊水地を創出し，暴うねり来襲時には護岸背後の越波水塊を一時的に貯留させることが期待され，暴うねり来襲後には遊水地内の水位が十分下がるのを待って人力等により撤去されることを想定している．土嚢仮設堤の設置位置は，図-3.43 に示すように越波が最も激しかった区間 C と区間 D の隅角部周辺の護岸背後に設置した．土嚢仮設堤の天端高は，この前面の護岸天端高と同じ D.L.+4.6 m(区間 C) および D.L.+5.1 m(区間 D) とし，数値計算では単純化して不透過構造物として取り扱った．

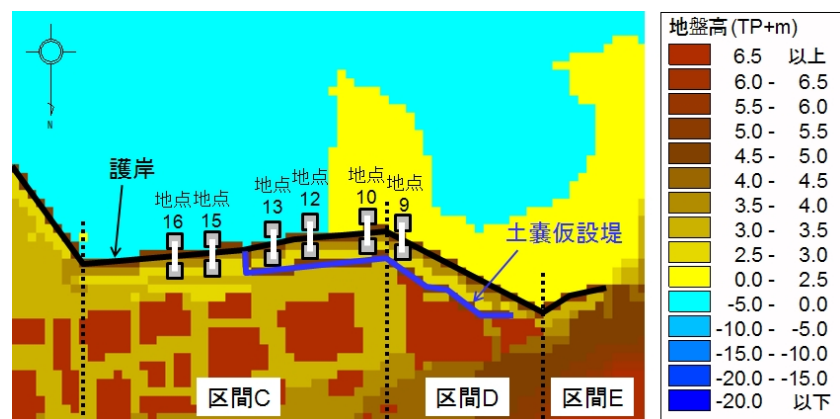


図-3.43 土嚢仮設堤の設置位置

### 3.4.2 護岸越波抑制法の提案

#### 直立護岸における越波

まず、標準的に越波低減効果を有する、直立壁の前面に消波ブロックのマウンドを設けた消波護岸に対する護岸越波低減効果について述べる。図-3.44 に消波護岸に対する護岸越波流量の周期による変化について、護岸天端高およびスペクトル尖鋭度ごとに示す。図の説明は、図-3.6 に示す直立護岸の場合と同じである。直立護岸の場合と同様に、周期が長く、護岸天端高が低くなるほど、護岸越波流量が増大する傾向にある。また、護岸天端高にかかわらず、周期 14.0 s のケースではスペクトル尖鋭度が大きいほど護岸越波流量が大きい。周期 17.0 s のケースでは、この関係は逆転している。これらの関係は、直立護岸において考察したように、水位の長周期変動と高波高の出現確率の 2 つの観点に着目して整理することができる。

図-3.45 に、消波護岸に対する短時間越波量と護岸前面の水位変動の関係を示す。ただし、図-3.45(c)、図-3.46(b) および図-3.46(d) については越波量が非常に小さいために欠測扱いとし、図-3.46(a)、図-3.46(c)、図-3.46(e) については護岸前面の水位変動を計測していないために図面を表示していない。直立護岸の場合と同様に、周期が長く、スペクトル尖鋭度が大きくなるほど、波群に伴う水面の長周期変動と高波高の波の連なりを確認することができる。特に、護岸天端高が低い場合では、波群の形成が確認された時期に顕著な長周期変動が発生し、その水位上昇時と高波高の波の連なりの位相が一致する時間帯に短時間越波量が増大している。一方、スペクトル尖鋭度が小さい場合にも、長周期変動の卓越時期に短時間越波流量が増大することを確認できるが、その程度は小さい。さらに、周期 8.0 s のケースでは、波群に伴う顕著な水面の長周期変動や

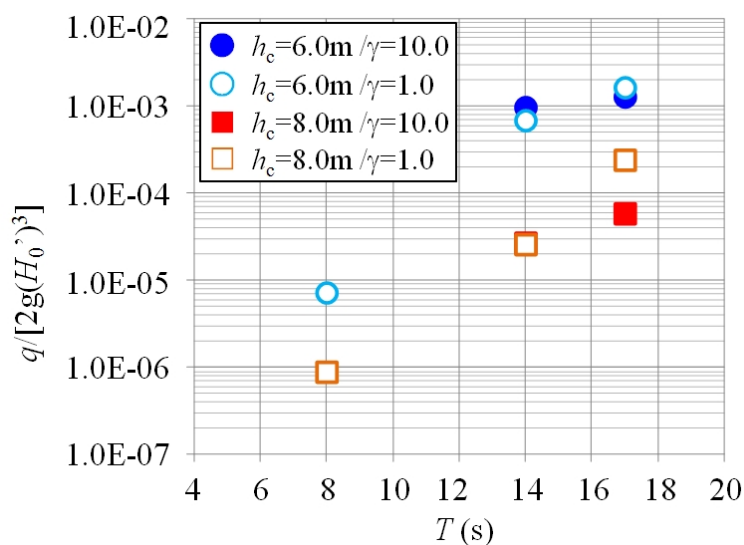


図-3.44 消波護岸における護岸越波流量

高波高の波の連なりはみられない。しかしながら，消波ブロックにより水面波形の振幅が低減されるため，水位の長周期変動や短時間越波量は，直立護岸の場合に比べて大きく減少していることがわかる。

ついで，透過離岸堤を有する直立護岸に対する護岸越波低減効果について述べる。図-3.47に透過離岸堤を有する直立護岸に対する護岸越波流量の周期による変化について，護岸天端高およびスペクトル尖鋭度ごとに示す。図の説明は，図-3.6に示す直立護岸の場合と同じである。ただし，護岸天端高の高い周期 8.0 s のケースでは，護岸越波が全く観察されなかったために図中にプロットを示していない。直立護岸の場合と同様に，周期が長く，護岸天端高が低くなるほど，護岸越波流量が増大する傾向にある。また，護岸天端高にかかわらず，周期 14.0 s のケースではスペクトル尖鋭度が大きいほど，周期 17.0 s のケースではスペクトル尖鋭度が小さいほど，護岸越波流量が大きい。これらの関係は，直立護岸において考察したように，水位の長周期変動と高波高の出現確率という 2 つの観点に着目して整理することができる。

図-3.48 および図-3.49 に，透過離岸堤を有する直立護岸に対する短時間越波流量と護岸前面の水位変動の関係を示す。ただし，図-3.48(e)，図-3.49 については越波量が非常に小さいために欠測扱いとし，短時間越波量の図面を表示していない。直立護岸の場合と同様に，周期が長く，スペクトル尖鋭度が大きくなるほど，波群に伴う水面の長周期変動と高波高の波の連なりを確認することができる。特に，護岸天端高が低い場合では，波群の形成が確認された時期に顕著な長周期

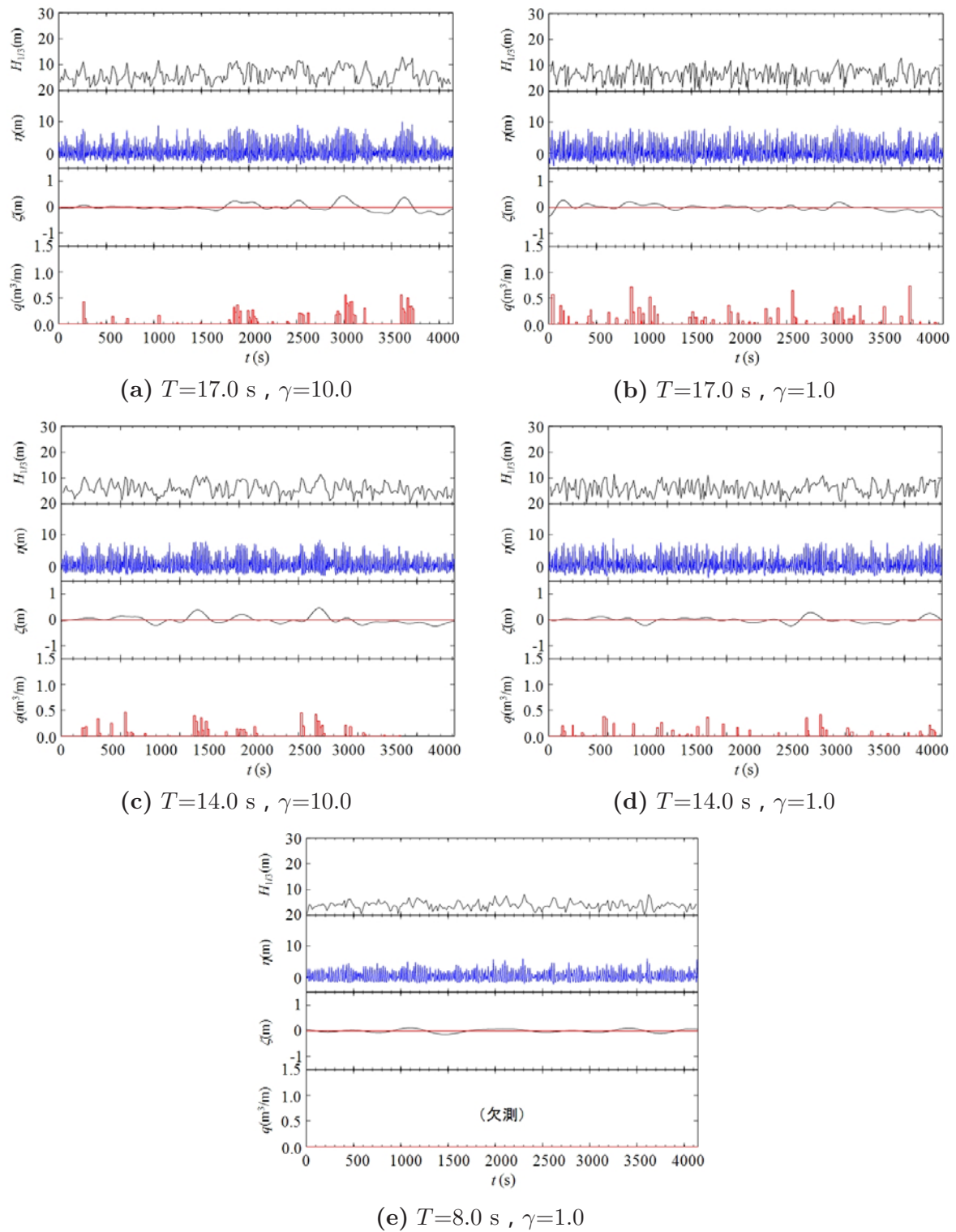
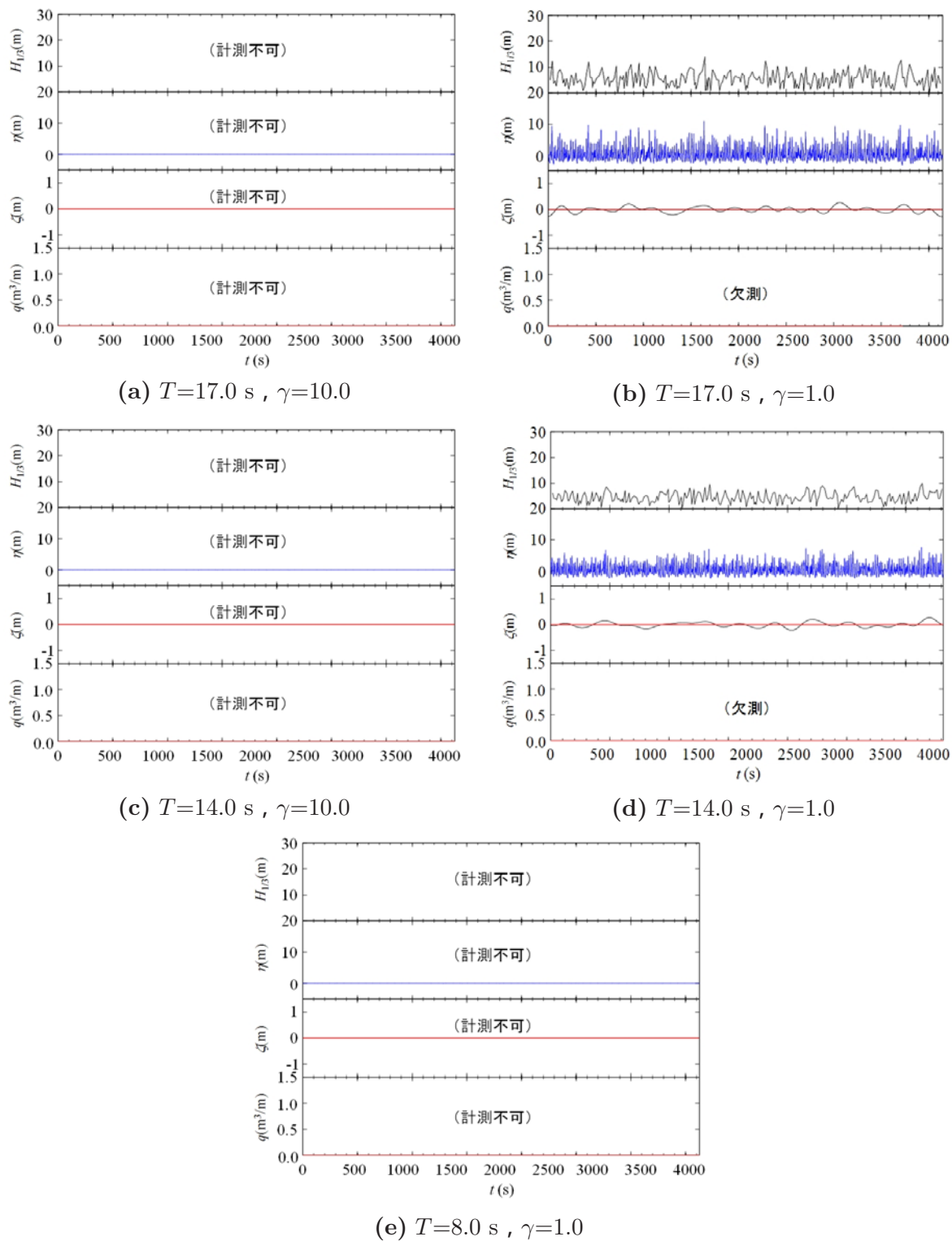


図-3.45 消波護岸前面の水位と短時間越波量の時間変化 (護岸天端高が低い場合:  $h_c=6.0$  m)

図-3.46 消波護岸前面の水位と短時間越波量の時間変化 (護岸天端高が高い場合 :  $h_c=8.0 \text{ m}$ )



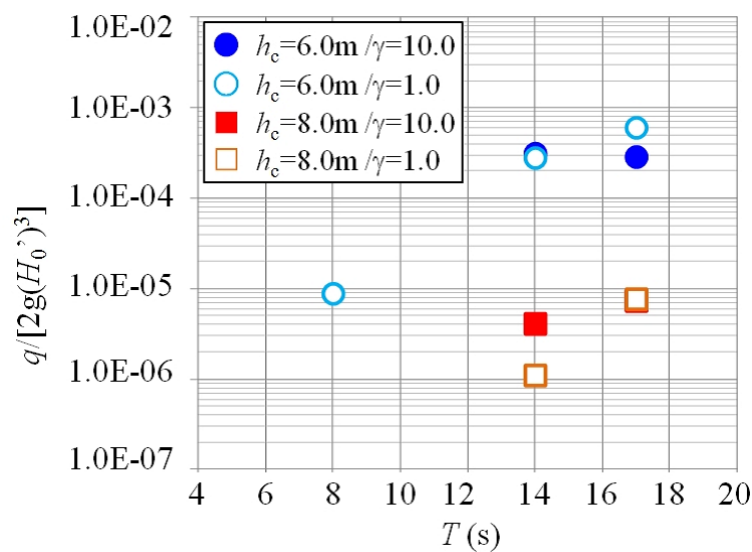


図-3.47 透過離岸堤を有する直立護岸における護岸越波流量

変動が発生し、その水位上昇時と高波高の波の連なりの位相が一致する時間帯に短時間越波流量が増大している。しかしながら、透過離岸堤による碎波や消波効果により水面波形の振幅が低下するが、直立護岸の場合と同様に、波群に伴う水位の長周期変動と高波高の波の連なりを確認することができる。また、水位の長周期変動は直立護岸の場合に比べて大きい、短時間越波量は非常に小さい。これは、透過離岸堤上での碎波によりサーフビートが助長される一方で、短周期の水位変動が低減し、これらに平均水位上昇を加えた護岸前面水位が護岸天端高を越える高さやその頻度が結果的に減少したためであると考えられる。

最後に、護岸断面による護岸越波低減効果の違いについて述べる。図-3.50 に護岸断面の違いによる越波低減効果を比較した結果を示す。図の縦軸は、直立護岸に対する越波流量を 100 としたときの各護岸断面に対する越波流量の割合  $R$  であり、この値が小さいほど越波低減効果が大いことを意味する。なお、時間平均越波流量と同様に、これらのプロットは 3 波群の平均値を示している。護岸天端高が低い場合では、消波護岸に対する越波流量は、直立護岸に比べて周期 8.0 s のケースでは 1 割未満、周期 14.0 s のケースでは 3 割程度、周期 17.0 s のケースでは 4 割程度に低減する。また、透過離岸堤を有する直立護岸に対する越波流量は、直立護岸に比べて周期 8.0 s のケースでは 1 割未満、周期 14.0 s のケースでは 1 割程度、周期 17.0 s のケースでは 2 割程度に低減する。このように、周期が長いほど対策工による越波低減効果は減少するが、スペクトル尖鋭度が大きい場合にも同等以上の効果を発揮していることがわかる。また、透過離岸堤を有する

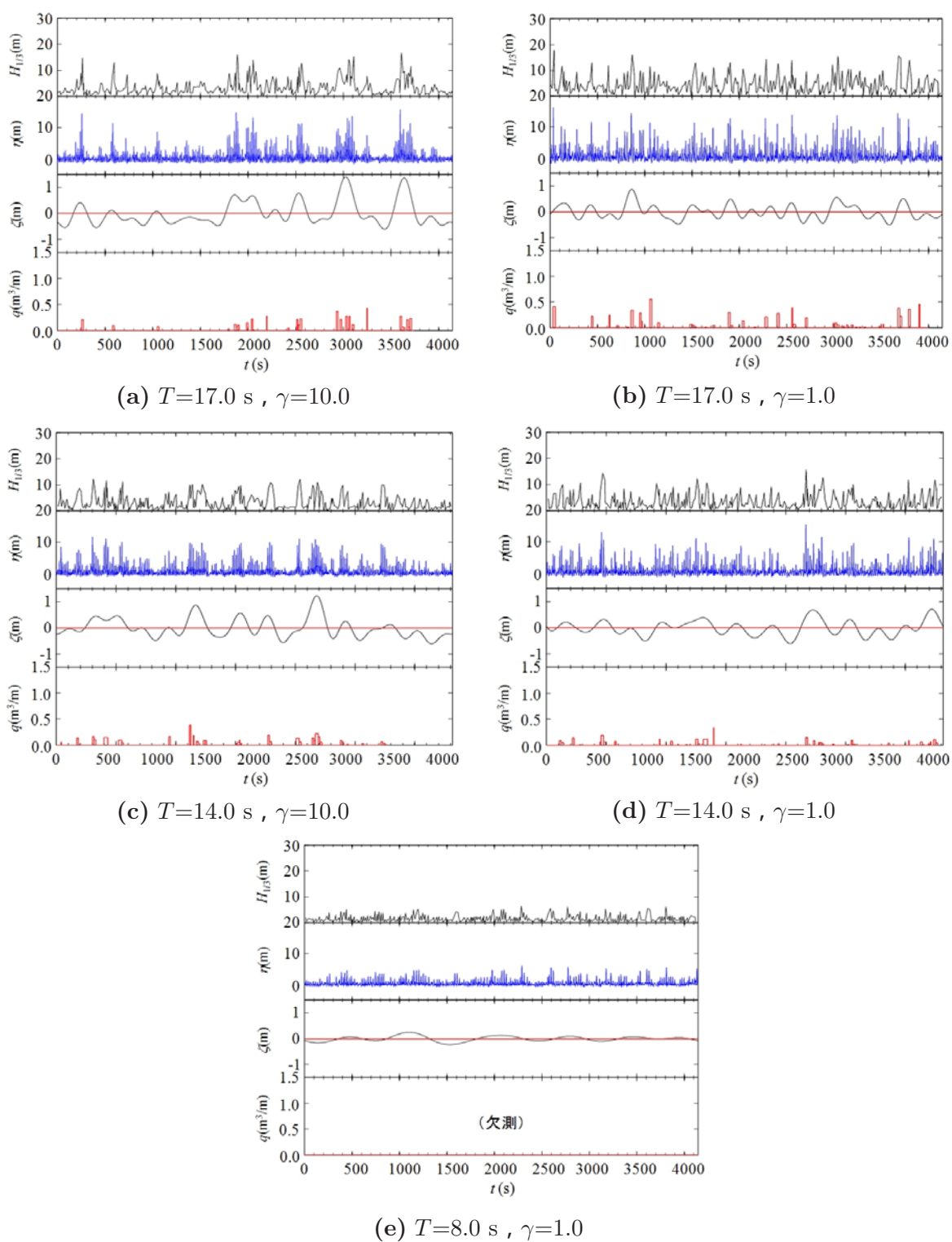


図-3.48 透過離岸堤を有する直立護岸前面の水位と短時間越波量の時間変化 (護岸天端高が低い場合:  $h_c=6.0 \text{ m}$ )

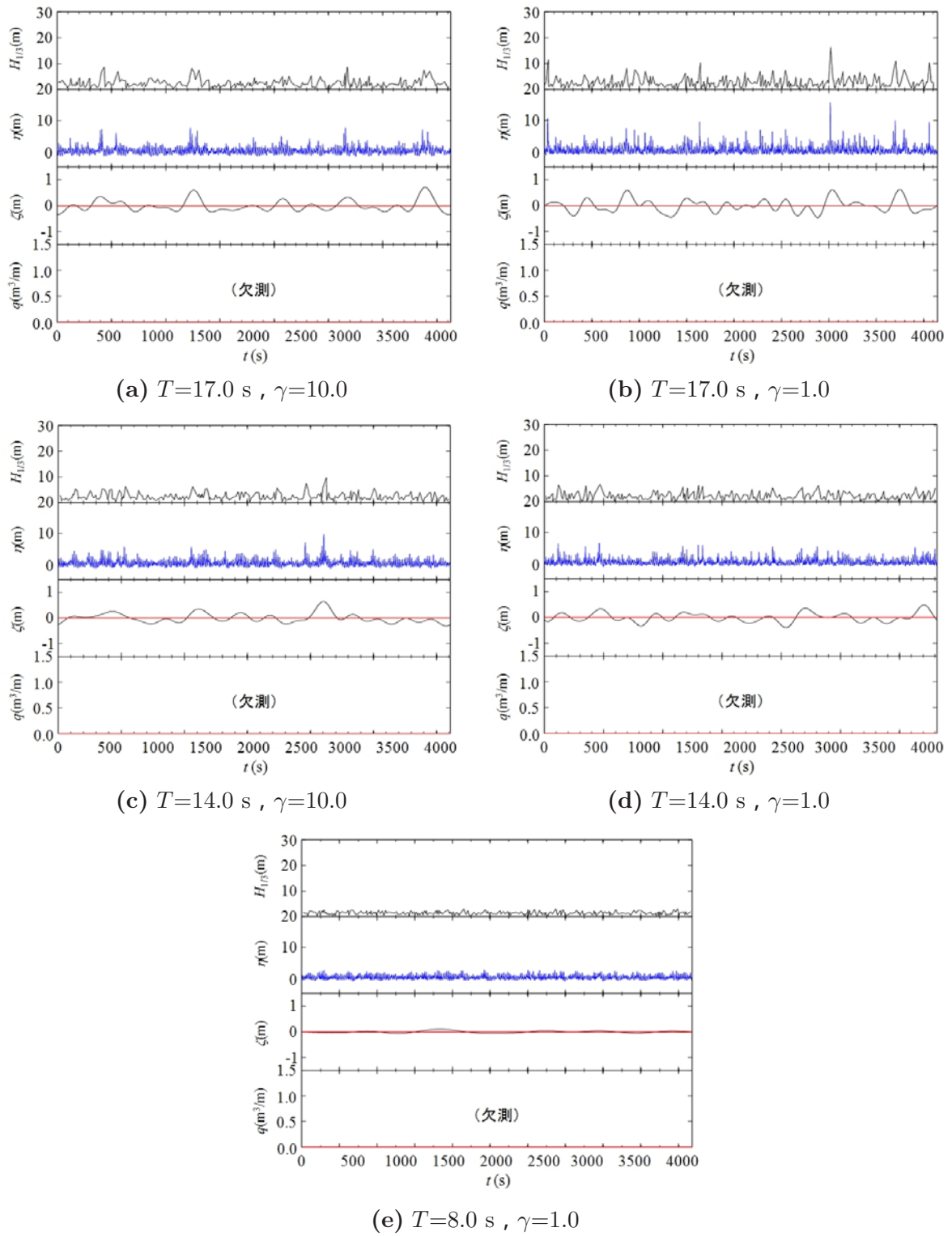


図-3.49 透過離岸堤を有する直立護岸前面の水位と短時間越波量の時間変化 (護岸天端高が高い場合:  $h_c=8.0 \text{ m}$ )

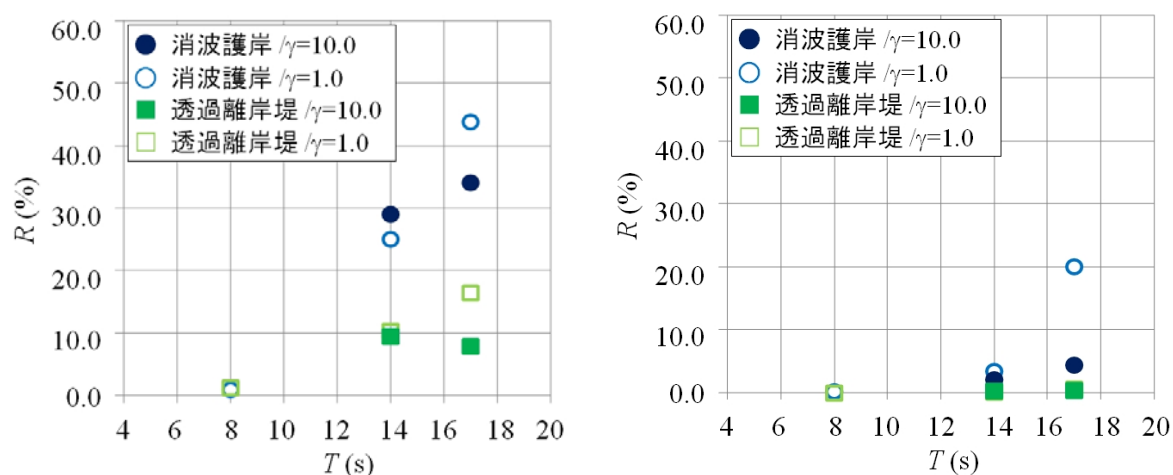
(a) 護岸天端高が低い場合:  $h_c=6.0$  m(b) 護岸天端高が高い場合:  $h_c=8.0$  m

図-3.50 各護岸断面による越波流量低減効果

直立護岸の越波流量は、消波護岸に比べて概ね  $1/3$  程度に低減している。消波護岸では、来襲波のエネルギーは護岸前面まで減衰せず、護岸直前に設置した消波ブロック内を波が通過することによりそのエネルギーが減衰し、結果的に越波流量が低減される。

一方、透過離岸堤を有する直立護岸では、消波ブロック内部を波が通過することにより波エネルギーが減衰することに加え、消波ブロックを護岸から少し沖側の離れた位置に設置することにより、護岸前面ではなく、護岸より少し沖側で強制的に砕波を促進させて波のエネルギーを減衰させている。これらより、消波護岸よりも透過離岸堤を有する直立護岸において越波流量を低減させる効果が大きくなったと考えられる。また、護岸より少し沖側に消波ブロックを設置することにより、消波護岸の場合よりも消波ブロックの法面を駆け上った水塊による越波の発生が抑制されたことも要因の一つであると考えられる。しかしながら、透過離岸堤はその背後の水位の長周期変動を助長するため、来襲波高や堤前水深に対する相対天端高によっては期待したほどの越波低減効果が発揮されないおそれもある。したがって、実務設計における導入に際し、対象とする波浪や構造物諸元を用いた水理模型実験を行い、消波ブロックの安定性ととも、適用性について十分検討することが望ましい。

#### 傾斜護岸における越波

まず、越波抑制案(1)に対する越波低減効果について述べる。図-3.51 に越波抑制案(1)を設置した場合における潜堤・離岸堤群の沖側および護岸前面の波浪場と護岸越波流量の空間変化を示

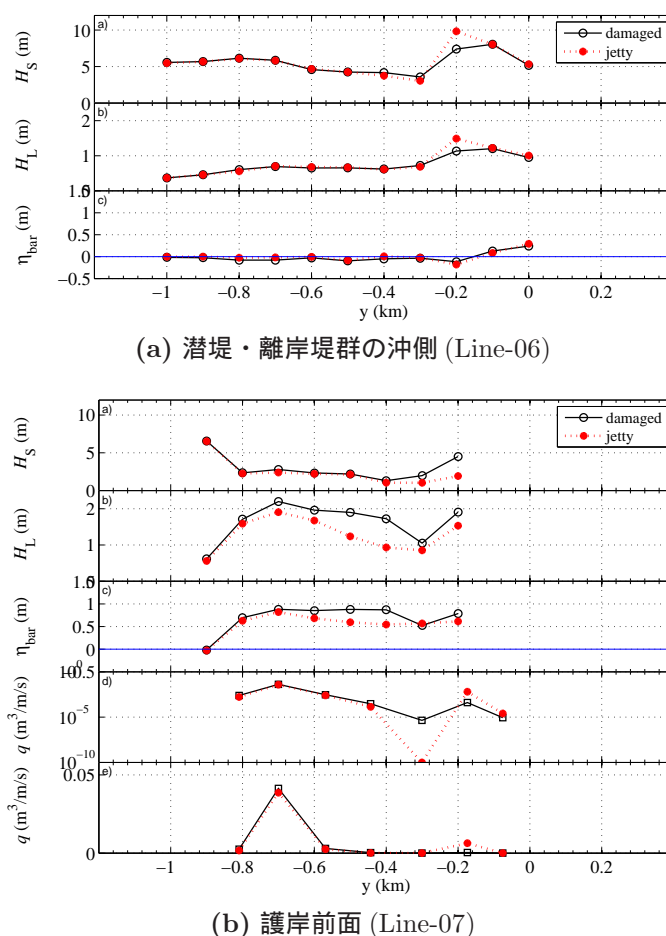


図-3.51 越波抑制案 (1) による越波低減効果

す．図-3.51(a) より，Line-06 において， $y=-0.2$  km 付近の短周期波高や長周期波高は増加している．これは，この増大した地点の背後に突堤の端部が位置しており，突堤での反射の影響を受けたものと考えられる．それ以外の地点では，突堤を設置したことによる違いはほとんど確認できない．一方，図-3.51(b) より，まず Line-07 では，突堤の遮蔽域となる  $y=-0.3$  km 付近では，短周期波高や長周期波高，平均水位上昇量が減少するとともに，護岸越波流量が低減する．一方，突堤からの反射域となる  $y=-0.2$  km 付近では，護岸越波流量の増大がみられる．ついで，これより西側 ( $y$  軸の負の方向) の急勾配地形側では  $y=-0.7$  km 付近まで，長周期波高では  $0.3$  m~ $1.0$  m 程度，平均水位上昇量では  $0.1$  m~ $0.5$  m 程度の突堤設置による低減がみられている．これらは，沿岸方向の長周期変動や緩勾配地形側から流入する水塊を突堤が遮蔽したためと考えられる．しかしながら，突堤から離れるほどその低減効果は小さくなり，護岸越波量が最大であった  $y=-0.7$  km 付近での越波低減効果は  $5\%$  程度に留まった．



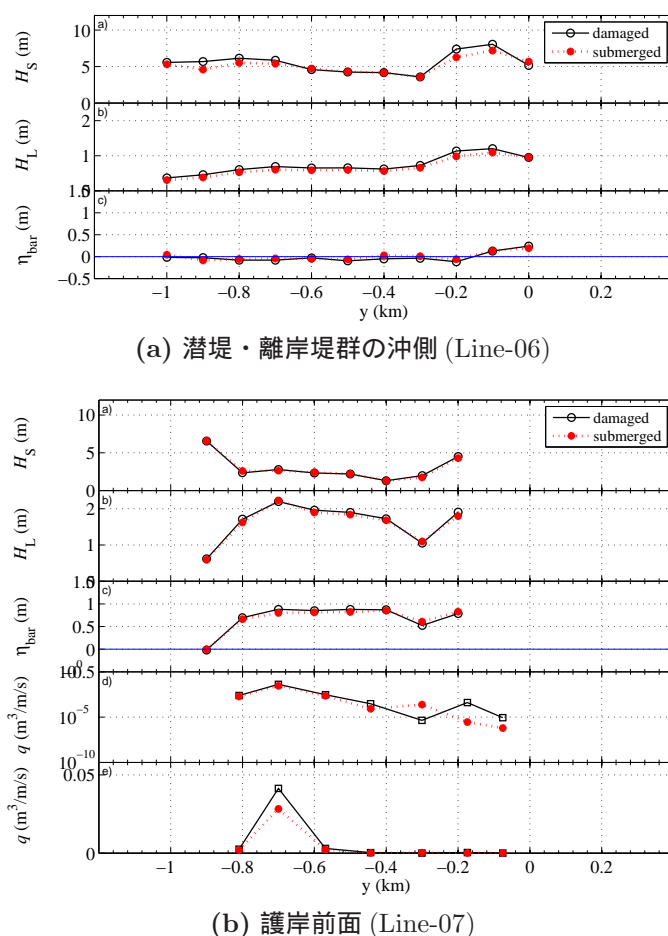


図-3.52 越波抑制案 (2) による越波低減効果

ついで、越波抑制案 (2) に対する越波低減効果について述べる。図-3.52 に越波抑制案 (2) を設置した場合における潜堤・離岸堤群の沖側および護岸前面の波浪場と護岸越波流量の空間変化を示す。図-3.52 より、緩勾配地形側に設置した沖潜堤により、潜堤・離岸堤群より沖側の Line-06 のうち、 $y = -0.2$  km ~  $0.0$  km 付近で短周期波高および長周期波高が低減し、その岸側の護岸における越波流量の大幅な低減に寄与していることが確認される。ついで、急勾配地形側に設置した沖潜堤により、潜堤・離岸堤群より岸側の Line-07 のうち、 $y = -0.7$  km ~  $-0.5$  km 付近では、短周期波高および長周期波高にほとんど変化は見られないが、平均水位上昇量が  $0.1$  m 程度低減する。これにより、護岸越波量が最大であった  $y = -0.7$  km 付近での越波流量は  $30\%$  低減することが確認された。

このように、傾斜護岸に対する暴うねりの護岸越波量の低減を検討する際、従来のような短周期波浪の制御のみならず、長周期変動の振る舞いや平均水位上昇の制御を含めた新たな減災対策

を検討することも重要であることがわかった。また、本検討では下新川海岸の越波浸水災害を取り上げたが、これらの検討で明らかとなった越波発生機構やそれを考慮した越波抑制法の検討結果は、同様な地形急変部を有する神奈川県湘南海岸や富山県滑川地区などにおいても活用可能であることが期待される。

#### 排水機能付き直立護岸における越波

土嚢仮設堤の効果を検討するため、土嚢仮設堤の有無による越波浸水・排水過程の違いについて比較を行った。図-3.53 に時間平均された護岸越波流量や排水流量、土嚢仮設堤背後への越波流量の空間分布を示す。図-3.53(a) の縦軸の正・負の値はそれぞれ、越波および排水流量を表し、土嚢仮設堤の位置は区間 C の中央部から区間 D の範囲に相当する。図-3.53(a) より、土嚢仮設堤を設置していない区間 A や区間 B、区間 E では、土嚢仮設堤の設置前後において越波流量や排水流量にほとんど違いは確認されないが、土嚢仮設堤を設置した区間 C の西側から区間 D では、排水流量の増加を確認することができる。これは、本計算で導入された排水モデルでは、護岸前面と排水溝の水位差に応じて堤外への排水流量が算定されるため、土嚢仮設堤を設置することにより護岸背後と土嚢仮設堤で囲まれた領域に越波水塊が貯留され、土嚢仮設堤を設置しない場合よりも相対的に浸水深が増加したことによるものと考えられる。しかしながら、区間 C の東側では、土嚢仮設堤を設置することにより排水流量が減少している。この詳細については後述するが、これは土嚢仮設堤を設置することによる一時的な浸水開始時刻の遅延やこれによる浸水量（排水溝内の水位）の減少によるものと考えられる。一方、土嚢仮設堤を設置した範囲では、土嚢仮設堤の設置前後において護岸からの越波流量が微増している。これは、護岸上の水塊は護岸背後の水位が高く、その領域が差分計算上の水域とみなされる場合には護岸上の水塊は移流されて越波水塊としての挙動を示すが、水位が低く、その領域が陸域とみなされる場合には越波後の引き波とともに沖側に取り込まれるという、本計算に導入した越波モデルの計算特性によることが大きいと考えられる。これについては、今後改善する余地が残っている。図-3.53(b) に示すような土嚢仮設堤背後への越波流量についてみると、土嚢仮設堤の法線に沿ってほぼ一様に越波流量 ( $0.02 \text{ m}^3/\text{m/s}$ ) が発生していることがわかる。これは、土嚢仮設堤の前面護岸において局所的に発生した顕著な越波水塊（短時間越波量）を一時的に貯留し、これらの時空間変動を平滑化して浸水被害を軽減させるという土嚢仮設堤の減災効果を示していると考えられる。

これらの現象についてより詳細に把握するため、越波浸水・排水過程の時空間変化について整

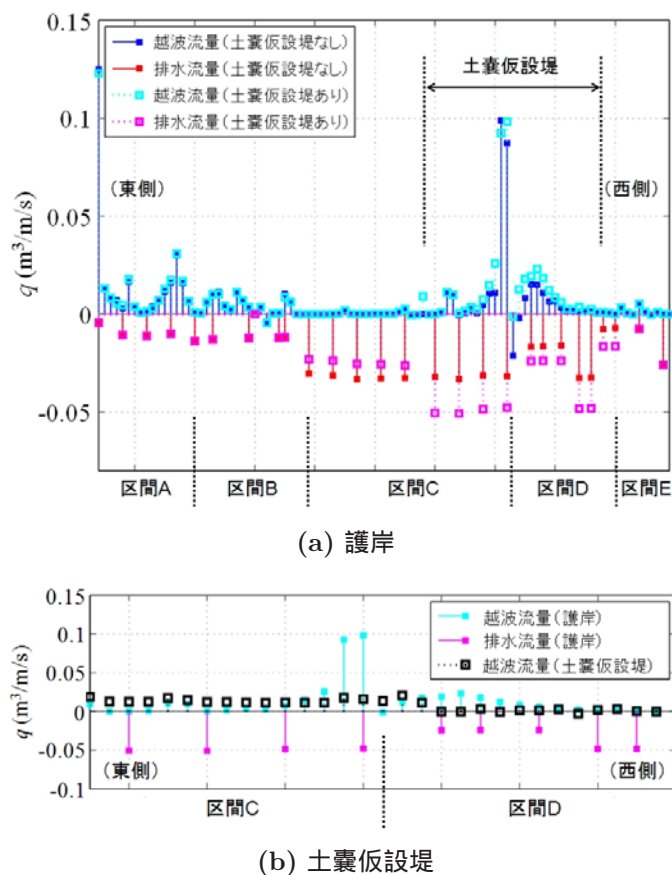


図-3.53 土嚢仮設堤による越波低減効果

理を行った．図-3.54 に，図-3.36 と同様に，土嚢仮設堤を設置した場合において排水管路に沿った地点 9～地点 16 で算定された越波浸水・排水過程の時空間変化を示す．図-3.36 に示したような土嚢仮設堤を設置しない場合と比較すると，越波発生箇所である地点 9 および地点 10 では，土嚢仮設堤の設置が護岸前面水位や越波流量に及ぼす影響はほとんど確認できない．しかしながら，排水流量や排水溝内の水位がそれらの増加速度を含めて増大し，定常状態では 2 倍程度までに増大している．また，土嚢仮設堤を設置しない場合において越波水塊が区間 C の東側へ移動する様子が確認された排水溝内の流速変動においても，これを抑制した土嚢仮設堤は越波水塊を護岸背後に貯留させていることが確認できる．さらに，このような状況は護岸と土嚢仮設堤で囲まれた領域内に位置する地点 12 および地点 13 においても確認できる．これらは，図-3.53(a) から推定された護岸背後の越波浸水・排水過程のうち，護岸と土嚢仮設堤で囲まれた領域内の浸水位の上昇とよく対応している．一方，土嚢仮設堤の外側に相当する地点 15 および地点 16 では，少なくとも土嚢仮設堤背後への越波や越流が発生するようになるまで護岸背後における越波水塊の移流

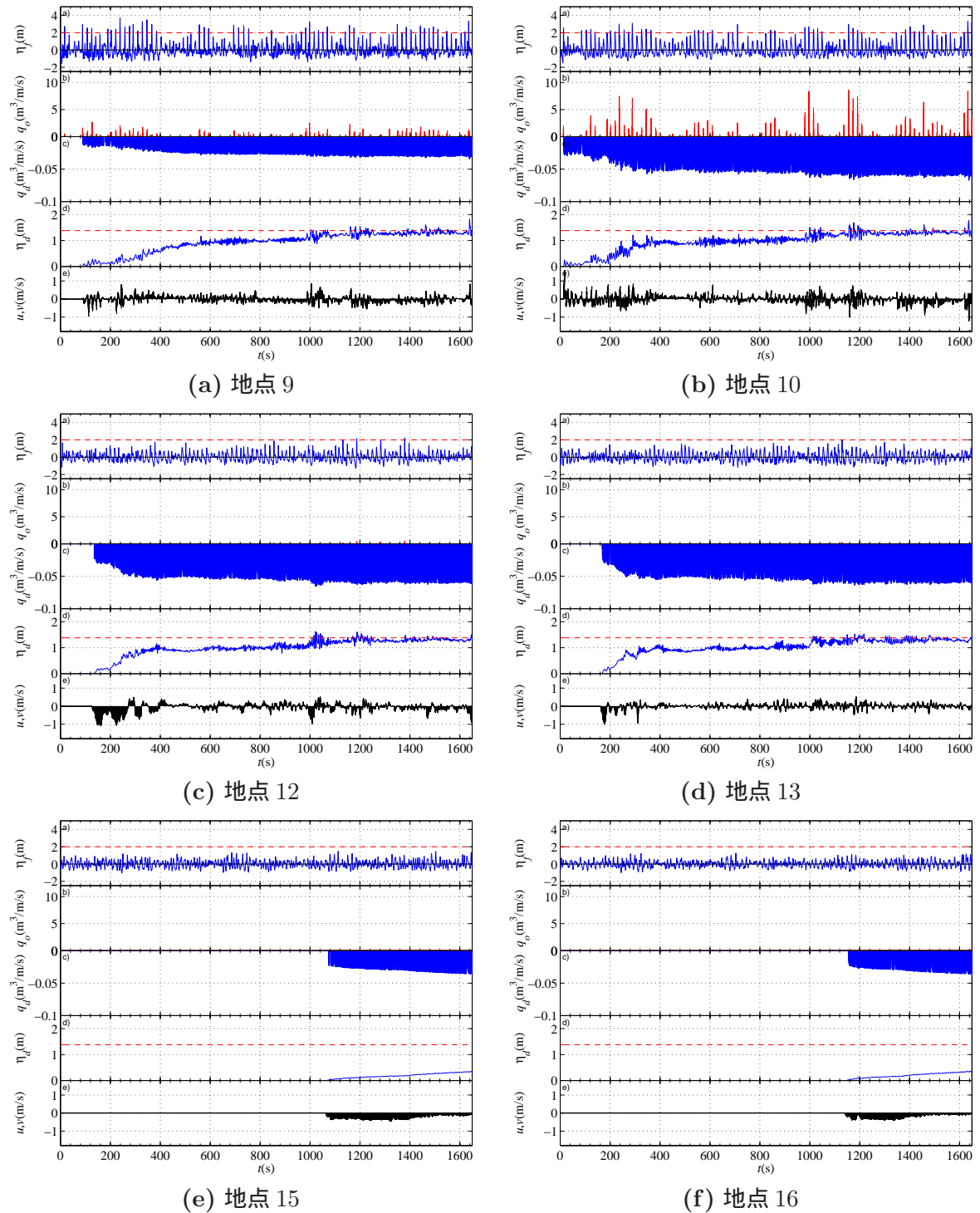


図-3.54 土嚢仮設堤の設置後の排水管路に沿った護岸断面における越波浸水・排水過程の時間変化 (上から順に、護岸前面水位、越波流量、排水流量、排水溝内の水位・流速の時間変化)



図-3.55 暴うねりに対する護岸越波抑制法のまとめ

は土嚢仮設堤により抑制され、浸水開始時刻が大幅に遅くなっていることがわかる。以上より、前述した区間Cの東側を含む土嚢仮設堤の外側における排水流量の減少は、護岸背後のこのような越波浸水・排水過程によるものと考えられる。

このように、護岸背後に設置した土嚢仮設堤は局所的に発生する顕著な越波水塊を一時的に貯留させ、護岸に整備された既設の排水溝や排水溝などの排水機能と相まって浸水開始時刻を遅らせる減災機能を有することが確認された。なお、図-3.53(b)をより注意深く見ると、土嚢仮設堤からの越波流量はその前面護岸からの越波流量に比べてわずかに多く、それに追従するかのよう空間的に変化していることがわかる。また、土嚢仮設堤により創出された遊水地の一部をなす排水溝内の水位の時間変動を示す図-3.54(a)および図-3.54(b)からわかるように、遊水地内の水位は護岸からの越波に追従して振動している。したがって、遊水地による越波水塊の貯留効果をより高めるためには、遊水地内に消波工などを設置して護岸からの突入する越波水塊の勢いを抑制することが有効であると考えられる。ただし、越波水塊の減勢を目的とした消波工は、減勢と同時に開水路流れの形状・摩擦損失として作用するため、排水路内の通水能力を減ずることになり、その設置には注意が必要である。

以上、暴うねりに対する護岸越波抑制法についてまとめると、図-3.55のようになる。



### 3.5 結 語

本章では、我が国で代表する直立護岸や傾斜護岸、排水機能付き直立護岸に対する暴うねりの護岸越波特性を明らかにするとともに、それぞれの護岸断面に対する護岸越波抑制法について提案を行った。以下に、本章で得られた結果について要約する。

各護岸断面に対する暴うねりの護岸越波特性については、以下のようなものである。

- (1) 直立護岸に対する暴うねりの護岸越波特性の検討では、断面水路実験の結果より、暴うねりの直立護岸に対する越波量は、風浪相当の設定波よりも周期が長いことに十分配慮すれば、現行の護岸設計法において採用されている越波流量算定図を用いて推定することが概ね可能であることがわかった。ただし、護岸設計を行う際、暴うねりに顕著な波群や水位の長周期変動の影響を受けて越波量が一時的に増大する危険性があることに注意が必要である。
- (2) 傾斜護岸に対する暴うねりの護岸越波特性の検討では、2008年2月に甚大な越波・浸水被害を受けた富山県下新川海岸の傾斜護岸を対象とした平面水槽実験の結果より、急勾配斜面側に面する傾斜護岸では、護岸近傍に設置された潜堤・離岸堤群との間の水域で生じる平均水位上昇や来襲波群に伴う水位の長周期変動の挙動が、緩勾配斜面側に面する傾斜護岸では、来襲波浪の局所集中による短周期波高の増大が護岸越波流量の増大に大きく影響を与えていることがわかった。
- (3) 排水機能付き直立護岸に対する暴うねりの護岸越波特性の検討では、2004年5月に暴うねりが来襲した神奈川県久里浜港の排水機能付き直立護岸を対象とした平面2次元数値計算の結果より、越波発生直後に越波水塊の一部が護岸背後の排水溝を通じて直近あるいはその周辺の排水孔から堤外に排水されると同時に、残りの水塊が後背地に貯留されて浸水域が徐々に拡大するという、排水機能付き直立護岸に対する暴うねりの越波浸水・排水過程が明らかとなった。また、このような平面的な越波浸水・排水過程をブシネスクモデルにより再現可能であることが確認された。

各護岸断面に対する暴うねりの護岸越波抑制法については、以下のようにまとめられる。

- (1) 直立護岸に対する越波抑制法の検討では、消波ブロック被覆工の代わりに、これとほぼ同等の断面積を有する透過離岸堤を直立護岸の前面に設置することにより、護岸越波量を直立護岸に比べて概ね1/10以下までに低減させる効果が期待できることが確認された。

- (2) 傾斜護岸に対する越波抑制法の検討では、突堤を設置することにより沿岸方向の水位の長周期変動の抑制が可能となり、また、沖潜堤を設置することにより来襲波浪の抑制に加えて護岸前面水域の平均水位上昇の抑制が可能となり、最も越波被害の大きかった地域において、越波流量を5%～30%程度低減できることが確認された。
- (3) 排水機能付き直立護岸に対する越波抑制法の検討では、護岸背後に土嚢仮設堤を設置することにより、波群や水位の長周期変動により局所的に発生する顕著な越波水塊の浸水範囲の抑制や後背地への浸水開始時刻の遅延等の浸水被害を軽減させる効果が期待できることが確認された。

このように、暴うねりの越波抑制を考える場合、従来までの短周期波浪の制御のみならず、護岸近傍の水位の長周期変動の挙動や平均水位上昇の制御を含めた新たな対策を検討することが重要であることが確認された。

## 第4章 暴風浪特性とその港湾・海岸構造物の設計法への応用

### 4.1 概説

近年のエネルギー開発に伴い、北海やメキシコ湾、ブラジル沖、ガーナ沖における浮体式海洋石油・ガス生産貯蔵積出設備 (FPSO) の導入や北極海航路の開発、海底メタンハイドレートの回収、洋上風力発電の沖合展開などの大規模な海洋開発が進む中、エネルギーレベルの有義波ではなく、不規則波中に現実に現れる一発大波の高精度な推定とその出現頻度の評価の必要性が迫られている (Olagnon・Athanasoulis, 2000; Olagnon, 2004)。

1980年の千葉県野島崎沖における貨物船尾道丸の波高 20 m を超える一発大波の遭遇や 1993 年の北大西洋における米国タンカー USS Ramapo の波高 34 m の一発大波の遭遇によると推測される海難事故が発生している。2000 年以降も、2008 年の千葉県犬吠崎沖における漁船第 58 寿和丸の海難事故や 2011 年の長崎県五島列島沖における漁船第 2 山田丸の転覆事故が発生している。これらの海難事故は、Rayleigh 分布理論からは推定しがたい、有義波高の 2 倍を超えるような一発大波によるものではないかと報告されている (たとえば、運輸安全委員会年報, 2012)。こうした海域の利用や海域における海難事故や波浪災害を防ぐためには、波浪中の最高波高の確率密度分布の予測が必要であり、有義波高ではなく、最大値として実際に出現しうる最高波高を的確に評価することが重要である。本論文では、Rayleigh 分布理論からは推定しがたい、有義波高の 2 倍を超えるような一発大波を暴風浪と定義する。

上記のことを踏まえ、1990 年代中頃より、Rayleigh 分布理論では表現しがたい最高波高の出現に高次の非線形相互作用の影響が大きいとの認識から、その発生原因についての研究が進められ、2000 年代中頃からその予測理論の構築や検証が行われてきた。Janssen(2003) は深海域において 3 次の非線形干渉の影響が顕著になると、Freak Wave のような暴風浪の出現確率が増大することを明らかにしている。また、Mori・Janssen(2006) は 3 次の非線形干渉の影響増大と暴風浪の出現頻度の相互関係から深海域における暴風浪の出現頻度を推定する非線形理論を導出している。さ

らに，森ら(2008)は現地海域において重要な要素の1つである波の方向分散の影響を考慮した暴風浪予測に関する非線形理論の拡張を行っている．このように，深海域における暴風浪の出現予測技術に関する理論体系が整えられつつある．しかしながら，深海域と異なり，海底地形の影響を受ける浅海域における暴風浪の振る舞いや出現特性，推定方法について，これまでほとんど検討されていない．数少ない例として，Janssen・Onorato(2007)やZeng・Trulsen(2012)，Trulsenら(2012)による報告があるのみである．

一方，現行の港湾・海岸構造物の設計では，浅海域における波浪変形は，時空間的に平滑化された波浪エネルギーの伝播を表現するエネルギー平衡方程式法のような線形理論で構築された数値モデルや2次オーダーの非線形干渉を考慮したブシネスク方程式に基づく数値モデル(以下では，ブシネスクモデルと表記する)を用いて把握する場合が多い．しかしながら，エネルギー平衡方程式法のような線形理論モデルではもちろんのことではあるが，一般的なブシネスクモデルでも2次の非線形干渉までしか考慮できないため，3次の非線形干渉の影響が関連する波浪中の高波の出現頻度をどの程度表現できるのかについては現時点では明らかになっていない．また，有義波に比べて統計的変動の大きい最高波高を推定することは難しいため，第2章で述べたように，最高波高は，波浪観測や推算，予測によって得られた有義波高に対してRayleigh分布理論から推定される1.8の係数を乗じたものとして簡便に扱われている．特に，最高波高が深く関連する防波堤の設計波圧の算定では，最高波高を有義波高の1.8倍されたものとして設定し，防波堤の直立部の前面波圧強度が算定され，防波堤の耐波安定性の照査が行われている．したがって，有義波高の2倍以上の最高波高を有する波浪に対しても防波堤の安全設計が可能となるように，Rayleigh分布理論からの乖離を適切に評価した最高波高の出現頻度やそれを用いた前面波圧強度を算定する必要がある．

そこで本章では，暴風浪の浅海域における特性を明らかにするとともに，暴風浪の出現頻度を考慮した波圧算定法の推定について検討を行う．まず，暴風浪の基本的な特性について理解を深めるため，風浪との違いについて概説する．ついで，深海域や浅海域，深海域から汀線までを伝播する一方向波列を対象に，断面水路を用いた模型実験やブシネスクモデルを用いた数値計算により暴風浪の浅海域における特性について検討を行う．最後に，これらの結果をもとに，暴風浪の出現頻度に相当する最高波高の確率密度分布やそれを考慮した波圧算定法の推定について検討を行う．

## 4.2 風浪と暴風浪の関係

一般に，海洋の風浪は不規則な確率過程として取り扱われ，その波形は微小振幅波の性質を持つ無限に多くの独立な成分波の線形重ね合わせで記述される．不規則な波浪の特性は統計的な整理や記述によって表現され，その代表量として有義波が用いられる．有義波の波高や周期は，時空間的に平滑化された波浪エネルギーや代表周期に相当し，この概念に基づき波浪を海洋上におけるエネルギーの伝播として捉え，波浪の推算や予測が行われている（たとえば，高山ら，1991）．一方，外洋における海難事故や波浪災害は，有義波高の2倍を超える波高を持つ暴風浪によってもたらされる場合が多く，その波浪は，高次の非線形相互作用の影響と強く関連し（Yasuda・Mori，1993），風浪のように Rayleigh 分布理論では表現することが難しい．そこで以下では，上記のような風浪とは異なる性質を有する暴風浪について，Mori・Janssen(2006)により導出された深海域における非線形理論をもとに概説する．

まず，風からのエネルギー輸送や砕波を考えない場合の水面波のエネルギー発展は，一般に Hasselmann(1962)が導出した Kinetic 方程式

$$\begin{aligned} \frac{\Delta N(\vec{k}, t)}{\Delta t} &= S_{nl} \\ &= \omega(\vec{k}) \iiint d\vec{k}_2 d\vec{k}_3 d\vec{k}_4 |T_{1234}|^2 \delta(\vec{k}_1 + \vec{k}_2 - \vec{k}_3 - \vec{k}_4) \\ &\quad \times \delta(\omega_1 + \omega_2 - \omega_3 - \omega_4) \{N_3 N_4 (N_1 + N_2) - N_1 N_2 (N_3 + N_4)\} \end{aligned} \quad (4.1)$$

の  $S_{nl}$  を用いて非線形干渉によるスペクトルの変形が計算される．ここで， $\vec{k}$  は波数ベクトル， $\omega$  は角振動数， $N$  は波アクション密度， $T_{1234}$  は Krasitskii(1994)による4次干渉についての非線形核関数である． $T_{1234}$  の効果である3次の非線形干渉により kurtosis が変化することが報告されている（Mori・Yasuda，2001）．Hasselmann 方程式の導出過程では，非線形エネルギー輸送関数  $G(\Delta\omega, t)$

$$\begin{aligned} G(\Delta\omega, t) &= i \int_0^t e^{i\Delta\omega(\tau-t)} d\tau \\ &= R_r(\Delta\omega, t) + iR_i(\Delta\omega, t) \end{aligned} \quad (4.2)$$

の内，虚数項は遠方場を仮定して  $R_i \rightarrow \pi\delta(t)$  と漸近近似される．しかしながら，Janssen(2003)は，4波共鳴相互作用条件を満足するまで（ $R_i \rightarrow \pi\delta(\Delta t)$ ）の時間スケールが  $O(1/\epsilon^4)$  と非常に長いいため，kurtosis のような水面変位の高次モーメントについては共鳴条件を満たさない準共鳴（式



(4.3) および式 (4.4) の状態が重要であると指摘している．連続スペクトルをもつ波列で生じる 4 波準共鳴相互作用の条件は，波数  $\vec{k}$  と角振動数  $\omega$  を用いて以下のように表される．

$$\vec{k}_1 + \vec{k}_2 - \vec{k}_3 - \vec{k}_4 = 0 \quad (4.3)$$

$$\omega(\vec{k}_1) + \omega(\vec{k}_2) - \omega(\vec{k}_3) - \omega(\vec{k}_4) \leq \epsilon^2 \quad (4.4)$$

ここで， $\epsilon$  は波形勾配に相当する非線形指標であり，Benjamin-Feir 不安定は， $\vec{k}_1 = \vec{k}_2$  かつ  $\vec{k}_3$  および  $\vec{k}_4$  が式 (4.3) および式 (4.4) の共鳴条件を満たす 1 対の側帯波に位置する場合に相当する．

ついで，水面変位  $\eta$  の包絡波形と位相を考え，水面変位の補助関数として  $\eta$  を Hilbert 変換した変数  $\zeta$  を考える．線形波では両者は無相関であり， $\langle \eta \zeta \rangle = 0$  となる． $\eta$  の平均値を 0，2 次モーメントを  $\mu_2 = \langle \eta^2 \rangle = m_0$  とおくと， $\eta$  についての 4 次のキュムラント  $\kappa_{40}$  は式 (4.5) で与えられる (Janssen, 2003)．

$$\begin{aligned} \kappa_{40} = & \kappa_{30} + \frac{12}{g^2 m_0^2} \int d\vec{k}_{1,2,3,4} T_{1,2,3,4} \sqrt{\omega_1 \omega_2 \omega_3 \omega_4} \delta_{1+2-3-4} R_r(\Delta\omega, t) N_1 N_2 N_3 \\ & + \frac{a}{g^2 m_0^2} \int d\vec{k}_{1,2,3} K_{1,2,3,1,2,3} N_1 N_2 N_3 \end{aligned} \quad (4.5)$$

ここで， $\kappa_{30}$  および  $\kappa_{40}$  は， $\eta_{rms}$  で無次元化した水面変位の 3 次および 4 次のキュムラント， $\Delta\omega = \omega_1 + \omega_2 - \omega_3 - \omega_4$ ， $a$  は定数， $K_{1,2,3,1,2,3}$  は 2 次の非線形核関数から導かれる項， $R_r = (1 - \cos(\Delta\omega t)) / \Delta\omega$  は非線形エネルギー輸送関数で， $r \rightarrow \infty$  の場合に  $R_r \rightarrow P / \Delta\omega$  と近似される ( $P$  は式 (4.5) の積分の特異値を除いた主値である)．式 (4.5) の第 1 項はガウス過程，第 2 項は自由波，第 3 項は拘束波による 4 次のキュムラントの変化を表し，拘束波を無視して自由波のみを考えると，式 (4.5) は式 (4.6) のようにまとめられる．

$$\begin{aligned} \kappa_{40} = & \frac{\langle \eta^4 \rangle}{m_0^2} - 3 \\ = & \mu_4 - 3 \\ = & \frac{12}{g^2 m_0^2} \int d\vec{k}_{1,2,3,4} T_{1,2,3,4} \sqrt{\omega_1 \omega_2 \omega_3 \omega_4} \delta_{1+2-3-4} R_r(\Delta\omega, t) N_1 N_2 N_3 \end{aligned} \quad (4.6)$$

さらに，式 (4.6) は，周波数スペクトル  $E(\omega)$  が以下のようにガウス分布を持つと仮定することにより，簡略化が可能である．

$$E(\omega) = \frac{m_0}{\sigma_\omega \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{1}{2}\nu^2} \quad (4.7)$$

ここで、 $\nu=(\omega-\omega_0)/\sigma_\omega$  はスペクトル幅で正規化した周波数である．この場合，式 (4.6) は解析的に積分可能であり，以下のように書き換えることができる．

$$\kappa_{40} = \frac{24\epsilon^2}{\Delta_\omega^2} \mathcal{P} \int \frac{d\nu_{1,2,3}}{(2\pi)^{3/2} (\nu_1 + \nu_2 - \nu_3)^2 - \nu_1^2 - \nu_2^2 + \nu_3^2} e^{-\frac{1}{2}[\nu_1^2 + \nu_2^2 + \nu_3^2]} \quad (4.8)$$

ここで、 $\epsilon=k_0\sqrt{m_0}$  は波形勾配であり、 $\Delta_\omega=\sigma_\omega/\omega_0$  はスペクトル幅パラメータである．式 (4.8) より一方向に伝播する狭帯域スペクトルを持つ不規則波浪では、 $\kappa_{40}$  は波形勾配  $\epsilon$  とスペクトル幅  $\Delta_\omega$  の両者に依存する．このため、4 次モーメントの値は、非線形性が強くなると増加し、スペクトル幅が広くなると減少する．Alber・Saffman(1978) が示したように、重力波の伝播には非線形干渉によるエネルギー集中 ( $\epsilon$ ) と線形分散 ( $\Delta_\omega$ ) が重要な役割を果たす．そこで、Janssen(2003) が導入した Benjamin-Feir Index( $BFI$ ) を用いて式 (4.8) を書き換えると、式 (4.9) および式 (4.10) のようになる．

$$\kappa_{40} = \frac{\pi}{\sqrt{3}} BFI^2 \quad (4.9)$$

$$BFI = \frac{\epsilon}{\Delta_\omega} \sqrt{2} \quad (4.10)$$

狭帯域スペクトルを持つ弱非線形波では、 $BFI=O(1)$  であり、4 次モーメントに及ぼす自由波による非線形干渉の影響は、拘束波よりも大きくなる (Mori・Janssen, 2006)．さらに、式 (4.9) は合田のスペクトル幅パラメータ  $Q_p$  を用いると、式 (4.11) のように書き換えられる．

$$\begin{aligned} \kappa_{40} &= \frac{2\pi^2}{\sqrt{3}} k_0^2 m_0 Q_p^2 \\ &\propto \frac{H_{1/3}^2 Q_p^2}{T_{1/3}^4} \end{aligned} \quad (4.11)$$

この式に鳥羽の  $3/2$  乗則を適用すると、 $\kappa_{40}=Q_p^2/H_*^{2/3}$  の関係が得られる．これらの関係より、風浪における  $\kappa_{40}$  は、 $u_*$  で無次元化した波高  $H_*$  が大きくなると減少し、スペクトル幅が尖鋭化すると増大する．

上記の均一場における不規則波のスペクトルと 4 次モーメントの関係をを用いると、4 次モーメントの変化を考慮した波高分布や最高波高の頻度分布は、以下のようにまとめられる．まず、一方向に伝播する狭帯域スペクトルを持つ不規則波浪を対象に、水面変位  $\eta(t)$  とその補助関数  $\zeta(t)$  を考え、その分散を  $\sigma$  とおく．

$$Z(t) = \eta(t) + i\zeta(t) = A(t)e^{i\phi(t)} \quad (4.12)$$

ここで、 $A$  および  $\phi$  は包絡波形の振幅と位相を表す．水面変位の確率密度関数が中心極限定理よりややずれ、Edgeworth 分布を持つと仮定すると、 $\eta$  と  $\zeta$  の 1 次相関が無相関である場合、式 (4.13) に示すような結合確率密度分布が導かれる．

$$\begin{aligned}
 p(\eta, \zeta) = & \frac{1}{2\pi} \exp \left[ -\frac{1}{2}(\eta^2 + \zeta^2) \right] \\
 & \times \left[ 1 + \frac{1}{3!} \sum_{n=0}^3 \frac{3!}{(3-n)!n!} \kappa_{(3-n)n} H_{3-n}(\eta) H_n(\zeta) \right. \\
 & \left. + \frac{1}{4!} \sum_{n=0}^4 \frac{4!}{(4-n)!n!} \kappa_{(4-n)n} H_{4-n}(\eta) H_n(\zeta) \right] \quad (4.13)
 \end{aligned}$$

ここで、 $H_n$  は  $n$  次の Hermite 多項式であり、すべての変数は水面変位の分散  $\sigma = \sqrt{m_0}$  で無次元化している． $\eta$  と  $\zeta$  を  $A$  と  $\phi$  に変数変換し、位相  $\phi$  について  $[0, 2\pi]$  で積分すると、包絡波形の振幅  $A$  についての確率密度関数が式 (4.14) に示すように得られる．

$$p(A) = A e^{-\frac{1}{2}A^2} \left[ 1 + \frac{1}{3} \kappa_{40} \left( 1 - A^2 + \frac{1}{8} A^4 \right) \right]. \quad (4.14)$$

ここで、 $\eta$  と  $\zeta$  の 2 次相関  $\kappa_{22}$  には、Mori・Janssen(2006) が提案した以下の関係を用いている．

$$\begin{aligned}
 \kappa_{22} &= \frac{\langle \eta^2 \zeta^2 \rangle}{m_0^2} - 1 \\
 &= \frac{1}{3} \kappa_{40} \quad (4.15)
 \end{aligned}$$

skewness が  $O(\epsilon)$  の大きさを持つのに対して kurtosis は  $O(\epsilon^2)$  であるから、振幅  $A$  の確率密度関数では skewness 無視の仮定は問題が大きくなる．しかし、波高  $H$  を振幅の 2 倍 ( $H=2A$ ) と定義する場合、skewness の影響は波峰と波谷で相殺されて影響が少なくなる．式 (4.14) より、波高についての確率密度分布  $p_H(H)$  と超過確率分布  $P_H(H)$  は式 (4.16) および式 (4.17) で与えられる．

$$p_H(H) = \frac{1}{4} H e^{-\frac{H^2}{8}} [1 + \kappa_{40} A_H(H)] \quad (4.16)$$

$$P_H(H) = e^{-\frac{H^2}{8}} [1 + \kappa_{40} B_H(H)] \quad (4.17)$$

ここで、 $H$  は  $\eta$  の rms 値で無次元化した波高である．また、式中の  $A_H(H)$  および  $B_H(H)$  は式

(4.18) および式 (4.19) で表される  $H$  についての多項式である．

$$A_H(H) = \frac{1}{384}(H^4 - 32H^2 + 128) \quad (4.18)$$

$$B_H(H) = \frac{1}{384}H^2(H^2 - 16) \quad (4.19)$$

式 (4.16) および式 (4.17) は，狭帯域スペクトルを持つ一方向不規則波浪を仮定しており，波高に及ぼす非線形性の影響の最低次の非線形性を考慮した形となっている．また，線形不規則波では  $\kappa_{40}=0$  であり，これら 2 式は Rayleigh 分布に一致する．

さらに，上記を踏まえると，波列中の波の数  $N$  が十分大きい場合， $\kappa_{40}$  の影響を考慮した最高波高の頻度分布  $p_m(H_{max})$  および超過確率分布  $P_m(H_{max})$  は，波の数  $N$  を含む式 (4.20) および式 (4.21) のように導出される．

$$p_m(H_{max}) = \frac{N}{4}H_{max} e^{-\frac{H_{max}^2}{8}} [1 + \kappa_{40}A_H(H_{max})] \times \exp \left\{ -Ne^{-\frac{H_{max}^2}{8}} [1 + \kappa_{40}B_H(H_{max})] \right\} \quad (4.20)$$

$$P_m(H_{max}) = 1 - \exp \left\{ -Ne^{-\frac{H_{max}^2}{8}} [1 + \kappa_{40}B_H(H_{max})] \right\} \quad (4.21)$$

このように，最高波高の頻度分布や超過確率分布は，波の数  $N$  と水面変位に 4 次のキウムラント  $\kappa_{40}$  (あるいは kurtosis) の関数で表される．なお，線形不規則波 ( $\kappa_{40}=0$ ) では，両式は Rayleigh 分布をもとに導出される最高波高の頻度分布や超過確率分布に一致する (Mori・Janssen, 2006)．

### 4.3 暴風浪の浅海域における出現特性

前節で述べたように，2000 年以降，深海域における Freak Wave に代表される暴風浪の出現に関する予測理論の構築やその検証が行われてきた．しかしながら，水深変化を伴う浅海域における暴風浪の特性変化やその推定手法についてはほとんど検討されていない．そこで本節では，暴風浪の出現と水深変化の関係を把握するため，深海域や浅海域，深海域から汀線までを伝播する一方向波列を対象に，水深変化に着目した断面水路実験を行った．まず，Mori・Janssen(2006)により導出された深海域における非線形理論との比較を通じ，深海域における暴風浪の出現特性に

について検討を行う。ついで、浅海域や深海域から汀線までを伝播する一方向波列における暴風浪の出現特性について検討を行う。この際、3次の非線形干渉による影響を及ぼすスペクトル幅（本検討では、JONSWAP型スペクトルのスペクトル尖鋭度として評価を行う）や波形勾配による暴風浪の出現特性の違いについても検討する。

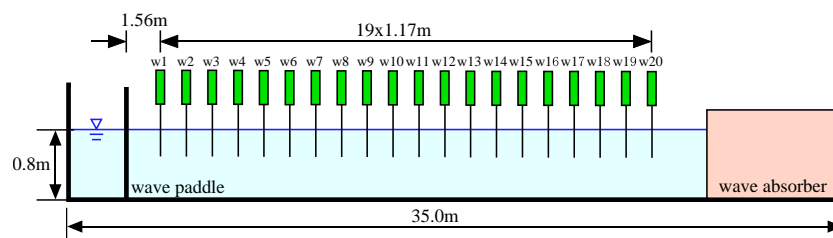
#### 4.3.1 断面実験の概要

実験は、長さ 35 m、幅 0.6 m、高さ 1.3 m の断面水路内に、図-4.1 に示すような深海域から汀線までを想定した海底地形（一様水深地形、一様勾配斜面地形、ステップ地形、2 勾配斜面地形）を模型により再現して行った。一様水深地形では、図-4.1(a) および図-4.1(b) に示すように、深海域および一様水深を有する浅海域における暴風浪の出現特性を把握可能とするため、水深をそれぞれ 0.8 m および 0.32 m と一定にした。一様勾配斜面地形では、図-4.1(c) に示すように、暴風浪の出現特性に関連の深い高次の非線形干渉と水深の関係について把握可能となるように、1/20 勾配をもつ不透過な一様斜面模型を設置した。一様斜面地形の法先位置は造波機より 1.56 m 離れた位置に設定した。ステップ地形および 2 勾配斜面地形では、任意な海域として上記の一様水深地形と一様勾配斜面地形を組み合わせた地形とした。ステップ地形は、造波機より 11.9 m 離れた位置に法先をもつ 1/30 勾配の不透過な一様勾配斜面部と水深が 0.2 m に固定された一様水深部から形成されている。2 勾配斜面地形は、ステップ地形と同様な 1/30 勾配の不透過な一様勾配斜面部と 1/10 勾配の不透過な一様勾配斜面部から形成されている。なお、2 つの異なる斜面部の接地点の水深は 0.2 m である。上記の 5 つの異なる実験結果は、無次元化して比較を行う。

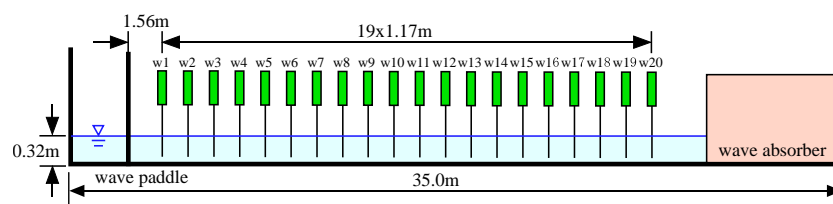
実験に用いた一方向不規則波列は、ピーク周波数  $f_p$  を 1.0 Hz に固定した JONSWAP 型スペクトルで与えた。暴風浪の出現に関連の深い 3 次の非線形干渉が波形勾配とスペクトル幅の両者に依存するため、JONSWAP 型スペクトルのスペクトル尖鋭度  $\gamma_i$  と入射波高  $H_i$  に対する波形勾配  $H_i/L_p$  をそれぞれ、 $\gamma_i=1.0, 3.3, 10.0$  および  $H_i/L_p=0.02, 0.03, 0.04$  に設定し、それらの組み合わせで造波信号を設定した。また、造波水深  $h_i$  は想定する海域ごとにそれぞれ変化させた。表-4.1 にこれらの実験をまとめたものを示す。なお、表中の  $k_p$  および  $L_p$  は、 $f_p=1.0$  Hz の深海波に対する波数および波長を表している。

有義波よりも大きな統計的変動性を有する最高波の解析を行う場合、その統計的変動を抑制するために通常より長時間の解析データが必要になる。そこで、実験では各波浪条件に対して 10000 波以上の波を造波した。この際、1 計測あたり 10000 波以上の波を造波した場合、波の進行方向

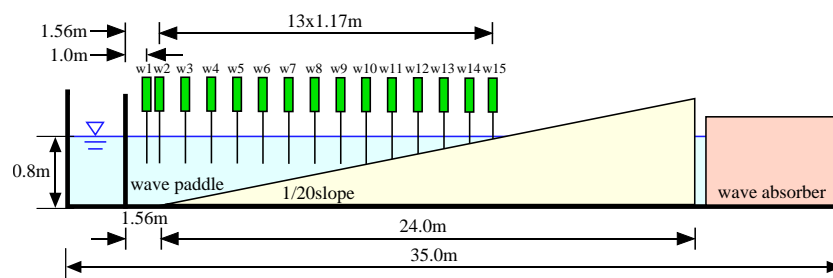




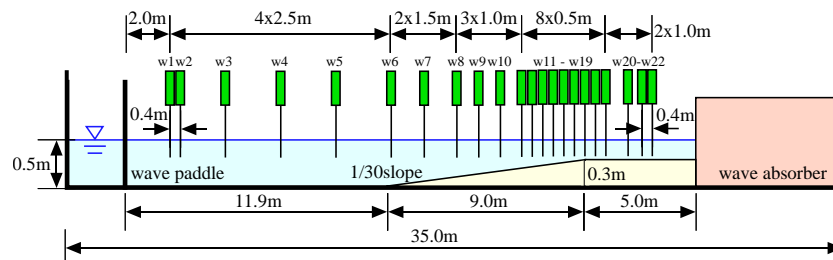
(a) 一様水深地形 (造波水深：0.80 m)



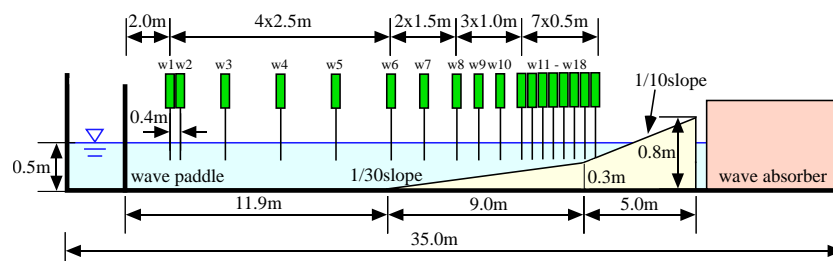
(b) 一様水深地形 (造波水深：0.32 m)



(c) 一様勾配斜面地形 (造波水深：0.80 m)



(d) ステップ地形 (造波水深：0.50 m)



(e) 2 勾配斜面地形 (造波水深：0.50 m)

図-4.1 海底地形断面 (w：波高計)

表 - 4.1 入射波諸元

case	$H_i$ (cm)	$h_i$ (m)	$k_p h$	$H_i/L_p$	$\gamma_i$	地形断面
1	6.24	0.80	3.235	0.04	1.0	一様水深地形 (深)
2	6.24	0.80	3.235	0.04	3.3	一様水深地形 (深)
3	6.24	0.80	3.235	0.04	10.0	一様水深地形 (深)
4	3.12	0.80	3.235	0.02	10.0	一様水深地形 (深)
5	4.68	0.80	3.235	0.03	10.0	一様水深地形 (深)
6	6.24	0.32	1.294	0.04	10.0	一様水深地形 (浅)
7	6.24	0.80	3.235	0.04	1.0	一様勾配斜面地形
8	6.24	0.80	3.235	0.04	3.3	一様勾配斜面地形
9	6.24	0.80	3.235	0.04	10.0	一様勾配斜面地形
10	3.12	0.80	3.235	0.02	10.0	一様勾配斜面地形
11	4.68	0.80	3.235	0.03	10.0	一様勾配斜面地形
12	6.24	0.50	2.022	0.04	10.0	ステップ地形
13	6.24	0.50	2.022	0.04	10.0	2 勾配斜面地形

(水槽の長手方向) に対して直角方向 (水槽の奥行方向) に伝播するようなクロス波が発生する場合やある周期性を有する波浪が伝播する場合がある．これらを防ぐため，不規則波浪を形成する各成分波の位相の並びを変え，異なる波群を有する不規則波浪を造波させた．今回の実験では，10 パターンの波群を有する不規則波浪を計測時間が 20 分に相当する 1200 波程度造波し，それらを合わせることで 10000 波以上の波のデータを取得した．サンプリング周波数は 20Hz に設定し，波の伝播過程における水面変動を密に把握できるように，各ケースに対して 15～22 地点で水面変位を計測した．

データ解析では，通常，ある 1 つの擾乱に含まれる波の数が 200～300 波と想定されることを踏まえ，1 つの波列に対する波の数  $N$  を 200 に設定し，解析データ数に相当する 10000 波をその波の数で分割した 50 波列を対象に，各地点で計測された水面変位  $\eta$  から波の非線形性を表すパラメータの skewness や kurtosis，波高の超過確率分布，最高波高の確率密度分布，最高波高の期待値を算出した．なお，skewness および kurtosis はそれぞれ，以下の式で定義される．

$$\mu_3 = \frac{1}{\eta_{rms}^3} \cdot \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N (\eta - \bar{\eta})^3 \quad (4.22)$$

$$\mu_4 = \frac{1}{\eta_{rms}^4} \cdot \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N (\eta - \bar{\eta})^4 \quad (4.23)$$

ここで， $\bar{\eta}$  および  $\eta_{rms}$  はそれぞれ，水面変位の平均値および標準偏差値である．

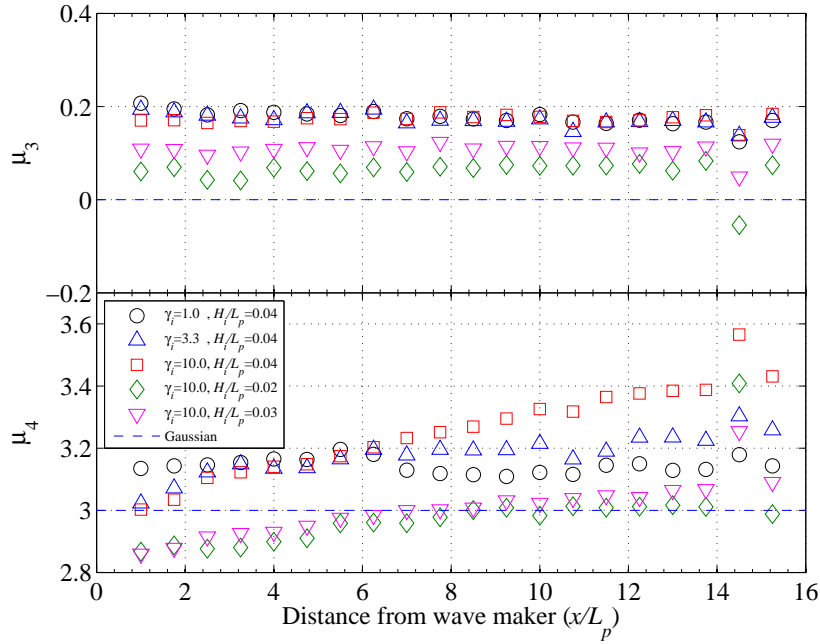


図-4.2 深海域における skewness と kurtosis の空間変化

## 4.3.2 深海域における出現特性

図-4.1(a) に示すような深海域における暴風浪の出現特性において，まず暴風浪の発生に重要なファクターである非線形指標について検討を行った．図-4.2 に深海域を対象とした case 1~5 の全計測データから算出された skewness と kurtosis の空間変化を示す．横軸は深海域の波長  $L_p$  で無次元化した造波板からの距離  $x/L_p$  を，縦軸はそれぞれ水面変位の 3 次および 4 次モーメントである  $\mu_3$  および  $\mu_4$  を表している．図中の記号は深海域を対象とした case 1~5 の実験結果を表し，一点破線は Gaussian 分布による値 ( $\mu_3=0.0$ ,  $\mu_4=3.0$ ) を表している．なお，実験結果は 1 波列の波の数  $N$  を 200 と設定して 10000 波を分割した 50 波列の平均値であり，これ以降の解析では，特段の断りがない限り，50 波列のアンサンブル平均値を用いるものとする．図-4.2 より skewness は伝播距離に依存せず，各波形勾配に応じた値でほぼ一定であり， $\gamma_i=10.0$  において  $H_i/L_p=0.02$ ,  $0.03$ ,  $0.04$  に対する skewness の空間平均値  $\langle \mu_3 \rangle_{sm}$  はそれぞれ， $0.06$ ,  $0.11$ ,  $0.18$  である．一方，深海域における skewness は，Longuet-Higgins(1963) による Stokes 展開の 2 次近似理論より，式 (4.24) のように推定することができる．

$$\begin{aligned}
 \mu_3^{(2)} &= 3k_p \sqrt{m_0} \\
 &= 3\epsilon
 \end{aligned}
 \tag{4.24}$$

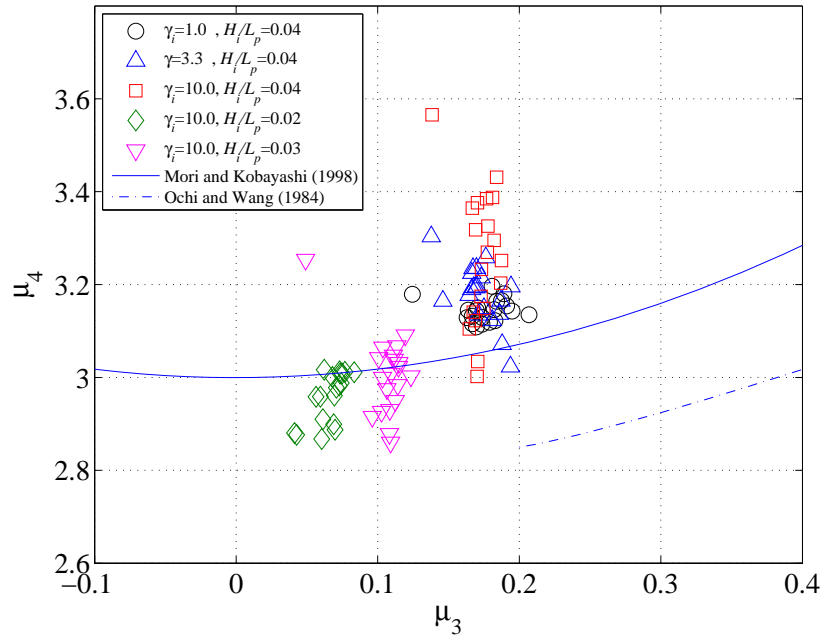


図-4.3 深海域における skewness と kurtosis の関係

ここで、 $\epsilon$  は波形勾配、 $m_0$  は水面変位の分散である。式 (4.24) により推定された各波形勾配に対する skewness  $\mu_3^{(2)}$  はそれぞれ、0.09, 0.12, 0.16 であり、実験結果は Stokes 展開の 2 次近似理論値にほぼ一致することがわかる。一方、kurtosis は伝播に従って単調増加し、同一の波形勾配 ( $H_i/L_p=0.04$ ) に対してスペクトル尖鋭度が大きいほど、その増加傾向が顕著となる。また、同一のスペクトル尖鋭度 ( $\gamma_i=10.0$ ) に対して波形勾配が大きいほど、造波直後の kurtosis が大きい。特に、スペクトル尖鋭度が大きく、波形勾配が大きい case 3 ( $\gamma_i=10.0$ ,  $H_i/L_p=0.04$ ) では、他のケースに比べて伝播距離に対する kurtosis の増大率が大きい ( $\mu_4=3.0 \rightarrow 3.4$ )。深海域における 2 次の非線形干渉による kurtosis  $\mu_4^{(2)}$  は、skewness と同様に、Longuet-Higgins(1963) による Stokes 展開の 2 次近似理論により式 (4.25) で推定される。

$$\begin{aligned}\mu_4^{(2)} &= 3 + 24k_p^2 m_0 \\ &= 3 + \frac{8}{3}\epsilon^2\end{aligned}\tag{4.25}$$

式 (4.25) により推定された各波形勾配に対する kurtosis  $\mu_4^{(2)}$  は 3.02~3.04 であるが、実験で得られた深海域における kurtosis は、2 次の非線形干渉の範囲を超えて空間発達する。図-4.3 に深海域における skewness と kurtosis の関係について整理したものを示す。図中の実線および破線は、浅水変形に伴う 2 次の非線形干渉が支配的な skewness と kurtosis の関係性を表しており、詳細

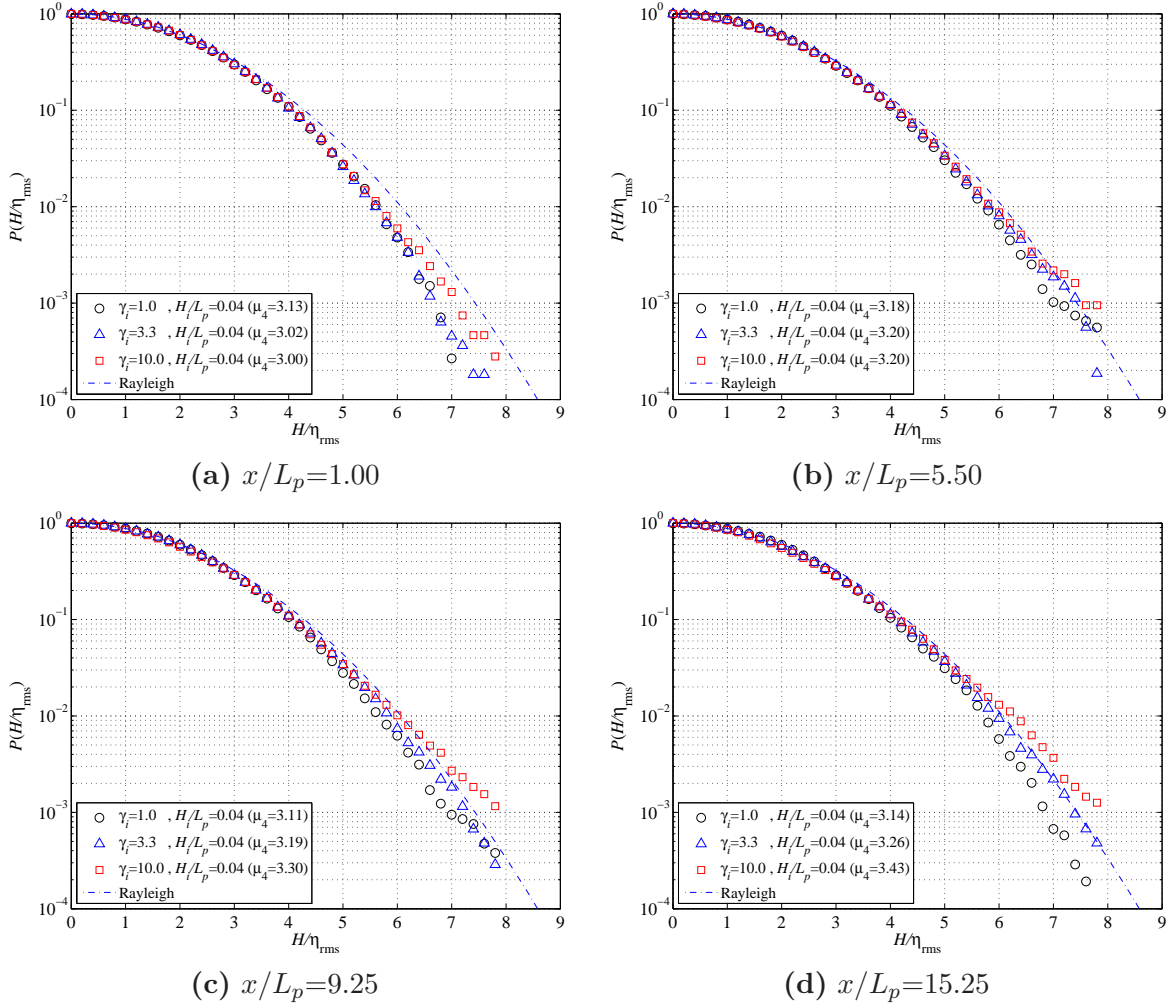


図-4.4 深海域におけるスペクトル尖鋭度が波高の超過確率分布に及ぼす影響

については次節で述べる．この図より，深海域における skewness と kurtosis の関係についてみると，Stokes 展開の 2 次近似理論で決まる波形勾配に応じて skewness の値が異なるが，kurtosis は skewness に対して独立して増大することが確認できる．このように，深海域における kurtosis は，Janssen(2003) や Mori・Yasuda(2001) による結果と同様に，4 波準共鳴相互作用による 3 次の非線形干渉の影響を受けて発達することが推察される．

ついで，波高の超過確率分布に及ぼす kurtosis の影響について検討を行った．図-4.4 および図-4.5 にそれぞれ，スペクトル尖鋭度および波形勾配を変化させた場合の波高の超過確率分布を比較した結果を示す．図中の記号は実験結果を表し，一点破線は Rayleigh 分布 ( $\mu_3=0.0$ ,  $\mu_4=3.0$ ) を表している．なお，これらの図では  $\eta_{rms}$  で無次元化した個々の波高  $H$  に対する超過確率分布を



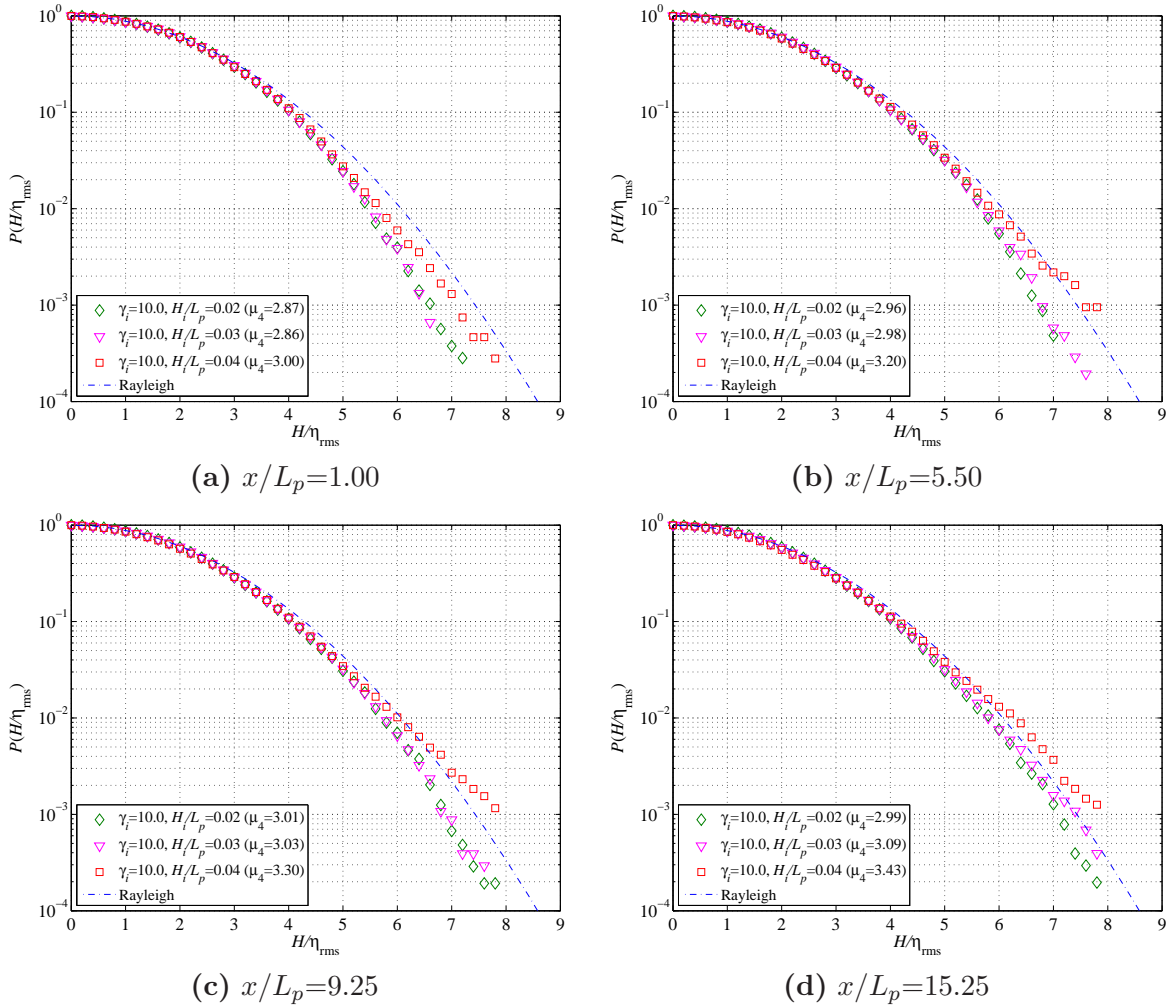


図-4.5 深海域における波形勾配が波高の超過確率分布に及ぼす影響

示している．図-4.4より，複数の成分波の線形重ね合わせにより作成された不規則波では，数波長伝播した位置における水面変位は Gaussian 分布に従うものと近似できると考えられるため，造波機より1波長はなれた  $x/L_p=1.00$  における kurtosis は，スペクトル尖鋭度にかかわらず  $\mu_4 \simeq 3.0$  である．しかしながら，Rayleigh 分布は実験結果を過大に評価している．この結果は，合田・久高(2005)による線形不規則波に対する数値シミュレーションの結果と類似しており，Rayleigh 分布導出時の狭帯スペクトル仮定による差である．一方，波が伝播するにつれて，4波準共鳴相互作用下における図-4.2に示したような kurtosis の Gaussian 分布からの乖離により，波高の超過確率分布の裾に相当する超過確率値が増大する．この傾向は，入射スペクトルのスペクトル尖鋭度が大きいほど顕著であり，特に  $\gamma=10.0$  の case 3 では造波後，5波長程度伝播した海域 ( $x/L_p=5.50$ )

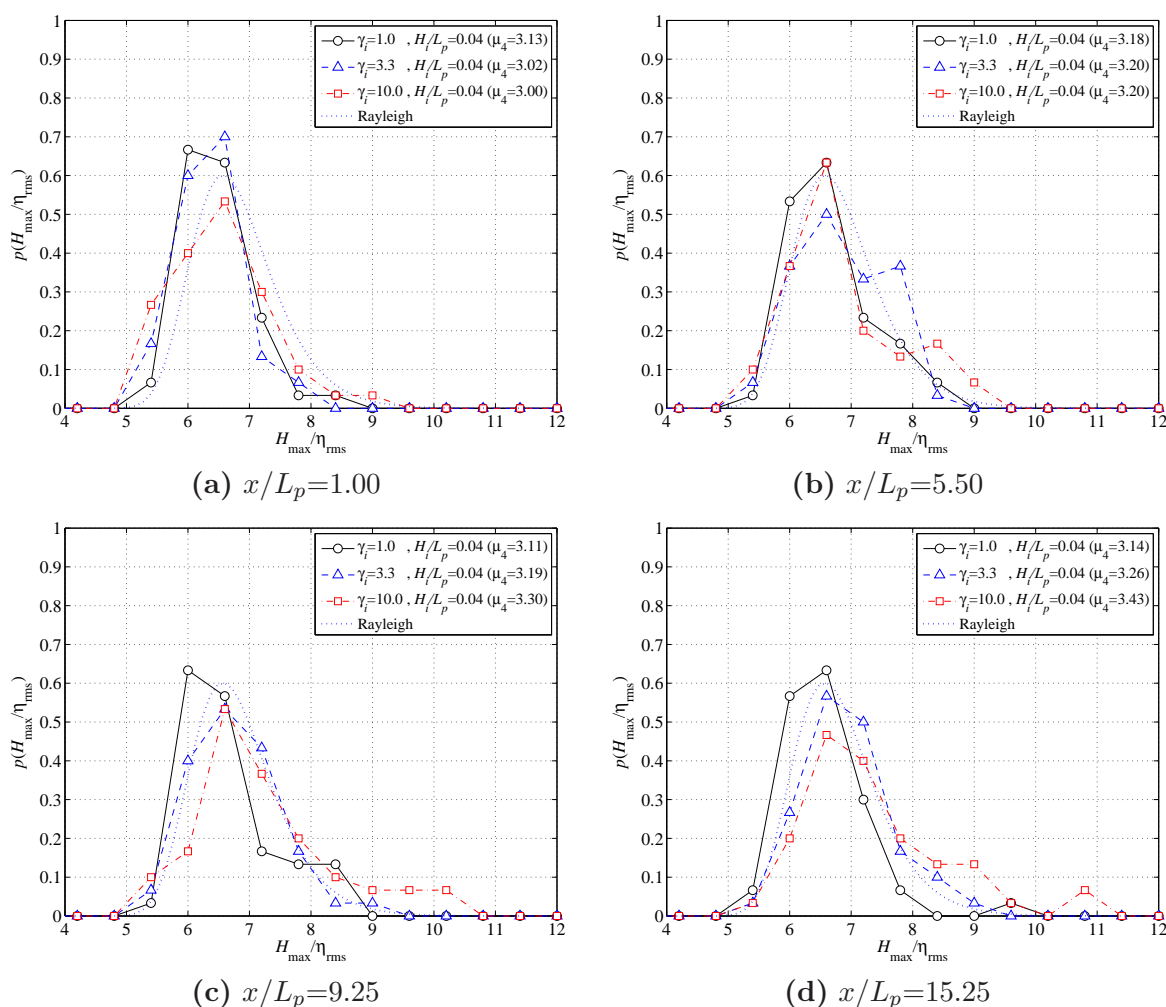


図-4.6 深海域におけるスペクトル尖鋭度が最高波高の確率密度分布に及ぼす影響

から Rayleigh 分布よりも高波高の出現確率が大きくなる．同様に，図-4.5 より波形勾配が波高の超過確率分布に及ぼす影響についてみると，波の非線形性を示す波形勾配が大きくなるほど，波の伝播とともに 4 波準共鳴相互作用の効果により波高の超過確率分布が増大する傾向にあることがわかる．また，最も造波機からはなれた  $x/L_p=15.25$  では，波形勾配による kurtosis の発達と関係した波高の超過確率分布の変化が顕著に示されている．このように，4 波準共鳴相互作用による kurtosis の Gaussian 分布からの乖離が波高の超過確率分布の形状を決定し，入射波浪のスペクトル尖鋭度や波形勾配が大きいほど，Rayleigh 分布からの乖離が顕著になる．

最後に，暴風浪の出現頻度の推定は，最高波高の確率密度分布の裾の積分値の推定を行うことと等価であることを踏まえ，最高波高の確率密度分布の形状や最高波高の期待値について検討を行った．図-4.6 および図-4.7 にそれぞれ，スペクトル尖鋭度および波形勾配による最高波高の確率密

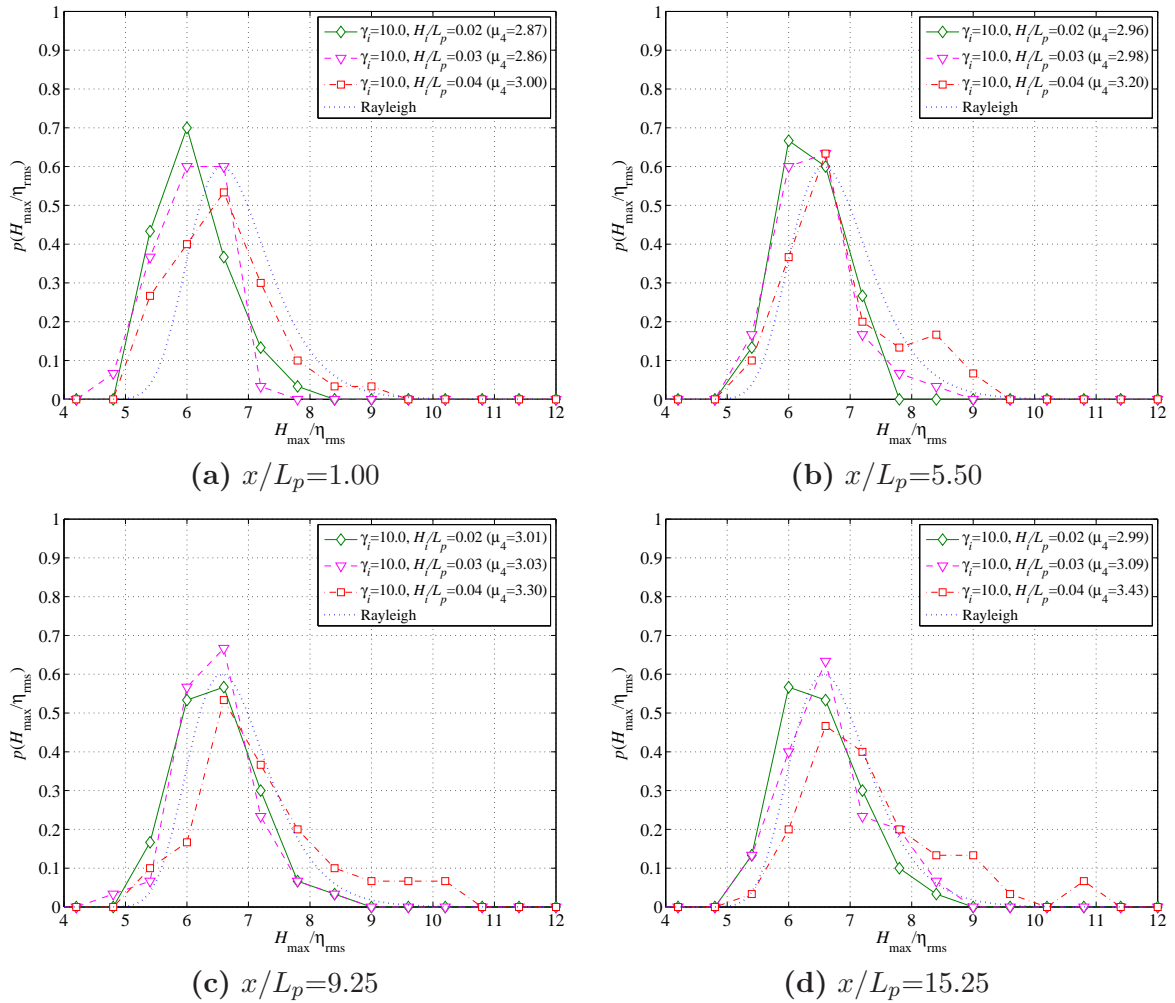


図-4.7 深海域における波形勾配が最高波高の確率密度分布に及ぼす影響

度分布を比較した結果を示す．図中の記号は実験結果を表し，一点破線は Rayleigh 分布 ( $\mu_3=0.0$ ,  $\mu_4=3.0$ ) をもとに導出される最高波高の超過確率分布を表している．なお，これらの図では  $\eta_{rms}$  で無次元化した最高波高  $H_{max}$  に対する確率密度分布を示している．図-4.6 より，造波機に最も近い  $x/L_p=1.00$  では，図-4.4 に示した波高の超過確率分布と同様に，実験結果は Rayleigh 分布をもとに導出された最高波高の超過確率分布よりも安全側 (図面の左側) に分布している．また，実験結果は，波の伝播とともに増大する kurtosis に応じて，Rayleigh 分布よりも大きな最高波高の出現確率が大きくなる危険側 (図面の右側) に移動する．これらの傾向は，入射波浪のスペクトル尖鋭度が大きいほど顕著であり， $\gamma=10.0$  の case 3 では造波直後 ( $x/L_p=1.00$ ) に比べて  $H_{max}/\eta_{rms}=8.0$  における  $p(H_{max}/\eta_{rms})$  がおよそ 0.1 から 0.2 に増大し，最高波高の出現確率がおよそ 2 倍になる． $H_{max}/\eta_{rms} > 8.0$  となる波の出現確率はこれより右側の面積で表されるため，両者の差は大

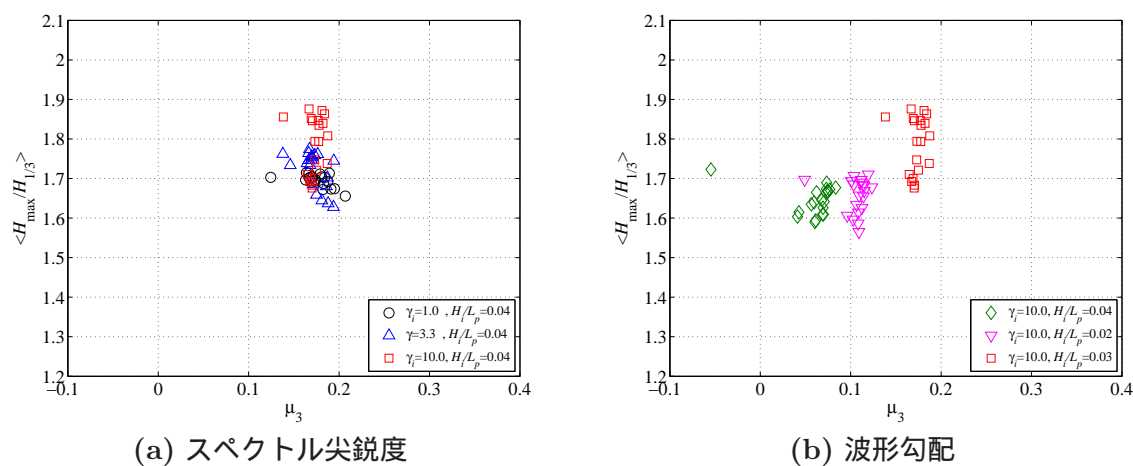


図-4.8 深海域における skewness と最高波高の期待値の関係

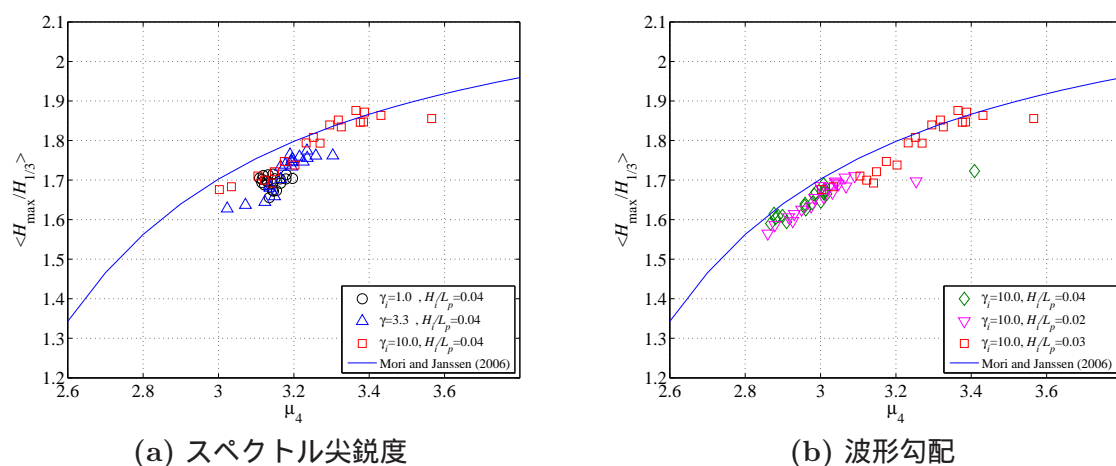


図-4.9 深海域における kurtosis と最高波高の期待値の関係

きい．図-4.7 より波形勾配が最高波高の確率密度分布に及ぼす影響についてみると，入射波浪の波形勾配が小さい case 4 では kurtosis の増大が確認されないため，最高波高の確率密度分布の形状に変化はみられず，実験結果は Rayleigh 分布よりも安全側に分布している．しかしながら，波形勾配が大きくなるほど，波が伝播するにつれて kurtosis が増大し，最高波高の確率密度分布の裾に相当する確率密度値が増大する傾向を確認することができる．

図-4.8 および図-4.9 にそれぞれ，スペクトル尖鋭度および波形勾配が skewness や kurtosis と最高波高の期待値  $\langle H_{\max}/H_{1/3} \rangle$  の関係に及ぼす影響について調べた結果を示す．図-4.9 に示す実線は，式 (4.20) で表される 4 波準共鳴相互作用を考慮した非線形理論 (Mori・Janssen, 2006) に基づく kurtosis と最高波高の期待値の関係であり，Rayleigh 分布は Mori・Janssen(2006) による

非線形理論の値の  $\mu_4=3.0$  に対する値に相当し、波列中の波の数  $N$  を 100~200 と仮定した場合、 $H_{max}/H_{1/3} \simeq 1.6$  となる。図-4.8 より、入射波浪の波形勾配に応じて skewness の値に違いはみられるものの、最高波高の期待値は skewness に独立して分布することがわかる。これは、最低次の非線形補正では、skewness は最高波高に直接的な影響を与えないためである。一方、kurtosis は 3 次の非線形補正として波高分布に直接影響を与えるため、図-4.8 に示すように最高波高の期待値と kurtosis の間には良い相関が見られる。また、図中の実線で示した Mori・Janssen(2006) による非線形理論は狭帯域スペクトルを持つ非線形不規則波を対象に導出されたものであるため、スペクトル尖鋭度や波形勾配が大きい case 3 ( $\gamma_i=10.0$ ,  $H_i/L_p=0.04$ ) の実験結果に対して、Mori・Janssen(2006) による非線形理論の値がおおむね一致し、それ以外では過大評価している。このように、深海域では、波が伝播するほど 4 波準共鳴相互作用下における 3 次の非線形干渉により kurtosis が増大し、その変化に依存して暴風浪の出現確率が大きくなるとともに、最高波高が大きくなる。また、初期のスペクトル尖鋭度や波形勾配が大きいほどこれらの傾向が顕著となることが、Mori・Janssen(2006) による非線形理論のみならず実験結果から確認された。

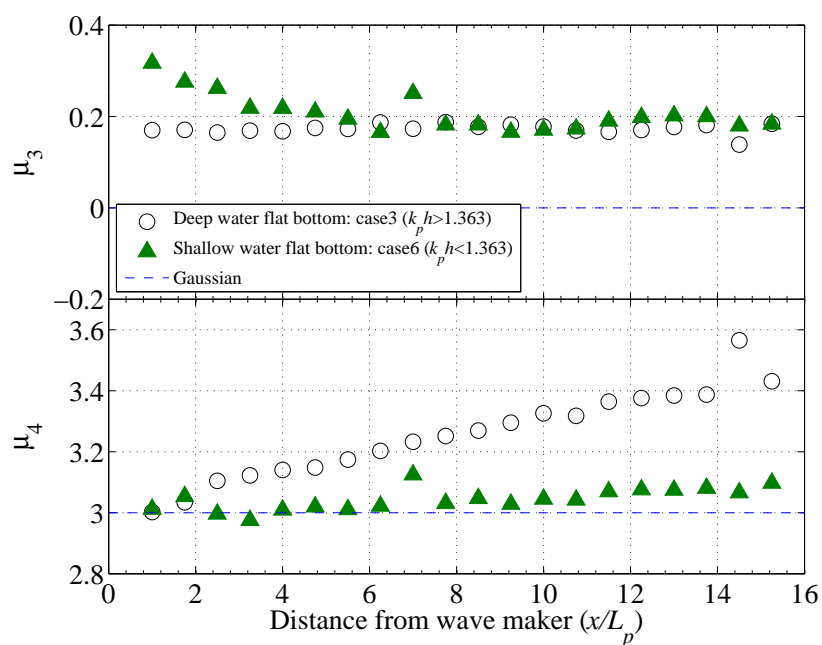
#### 4.3.3 浅海域における出現特性

##### 浅海域における非線形特性

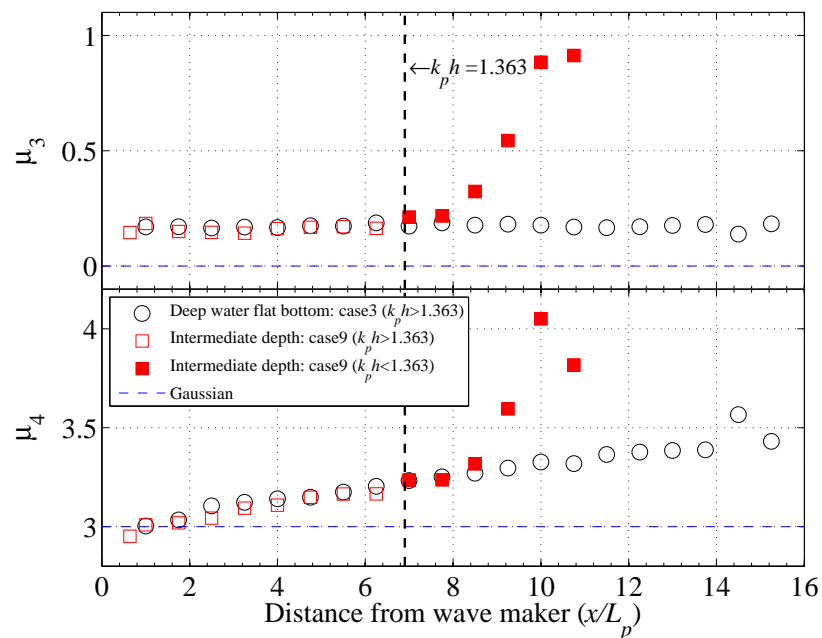
前節において、Mori・Janssen(2006) に導出された非線形理論や断面実験結果により深海域における暴風浪の出現と非線形干渉の関係について明らかになった。しかしながら、このような暴風浪を生じさせるような波浪が浅海域に来襲する場合、海底地形の影響を受けるために暴風浪の出現特性が深海域と異なることが考えられる。そこで、図-4.1(b) に示すような浅海域の一樣水深海域を波が伝播する過程 (case 6) と図-4.1(c) に示すような深海域から汀線まで波が伝播する過程 (case 9) の 2 つの伝播過程を想定した海域を対象に、浅水効果を伴う水深変化が暴風浪の出現特性に及ぼす影響について検討を行った。

図-4.10 に同一の波浪条件 ( $\gamma_i=10.0$ ,  $H_i/L_p=0.04$ ) である case 3 や case 6, case 9 に対する skewness と kurtosis の空間変化を示す。図-4.10(b) の縦破線は  $k_ph=1.363$  に相当するラインであり、これよりも  $x/L_p$  が小さくなると  $k_ph$  が大きく水深が深くなり、 $x/L_p$  が大きくなると  $k_ph$  が小さく水深が浅くなることを意味する。なお、図中の印は、比較対象としてプロットした深海域を想定した case 3 に対する結果である。また、case 6 に対する造波直後 ( $x/L_p < 2.50$ ) の skewness の一様な減少は、造波直後の乱れた波形が伝播とともに安定したことによるものと考え、これ以





(a) 深海域 (case 3) と浅海域 (case 6)



(b) 一様水深地形 (case 3) と一様勾配斜面地形 (case 9)

図-4.10 3つの異なる海域における skewness と kurtosis の空間変化 ( $\gamma_i=10.0$ ,  $H_i/L_p=0.04$ ) (色あり記号:  $k_p h < 1.363$ , 色なし記号:  $k_p h > 1.363$ )

降では、これらのデータを除いて考察を行う。図-4.10(a)より、浅海域の一樣水深海域を想定した case 6 では、skewness は空間変化を伴わず一定であり ( $\langle \mu_3 \rangle_{sm} = 0.19$ )、深海域における空間分布に類似する。また、kurtosis は  $\mu_4 = 3.0$  から  $\mu_4 = 3.1$  まで増大するが、深海域を想定した case 3 のような顕著な増大 ( $\mu_4 = 3.0 \rightarrow 3.4$ ) は見られず、kurtosis の増大率に対する伝播距離の影響が小さいと考えられる。これらの実験結果は、Janssen・Onorato(2007) や Yuen・Lake(1982) が述べているように、 $k_ph < 1.363$  の海域では、3 次の非線形干渉による非線形エネルギー輸送が減少し、その結果として高波の出現が抑制され、深海域で確認される波形の特異性がなくなることをよく表している。このように、 $k_ph < 1.363$  の浅海域の一樣水深海域を波が伝播する場合、kurtosis 変化に対応する暴風浪の出現確率が深海域ほど増大しないことが推察される。一方、図-4.10(b)より、深海域から汀線までの遷移海域を対象とした case 9 では、skewness および kurtosis の振る舞いが一樣勾配斜面の中腹 ( $x/L_p = 6.90$ ) に相当する  $k_ph = 1.363$  となる海域を境に大きく変化する。 $k_ph > 1.363$  ( $x/L_p < 6.90$ ) となる海域では、skewness は伝播距離に依存せずに一定で、kurtosis は波の伝播とともに増大し、深海域におけるこれらの非線形指標の発達過程と合致する。しかしながら、 $k_ph < 1.363$  ( $x/L_p > 6.90$ ) となる海域では、skewness は 0.2 から 1.0 まで、kurtosis は 3.2 から 4.0 まで急激に増大する。なお、 $x/L_p = 10.79$  における kurtosis の減少は、安田ら (1994) で確認されるように砕波の影響によるものと考えられる。これらの詳細については後述するが、このような  $k_ph < 1.363$  となる海域における kurtosis の急激な増大は、浅水効果を伴う 2 次の非線形干渉の影響を受けた skewness 変化に依存するものである。

深海域と浅海域における一方向不規則波列の非線形干渉の発達過程をより詳細に検討するため、図-4.11 に上記で取り上げた 3 つの異なる海域における skewness と kurtosis の関係を示す。色なし記号および色あり記号はそれぞれ、 $k_ph > 1.363$  および  $k_ph < 1.363$  となる海域におけるデータである。実線は 2 次近似 Stokes 波のアンサンブル集合に対して水深の影響を考慮した場合における skewness と kurtosis の理論式 (Mori・Kobayashi, 1998) を、一点破線は水深 1.4~24.4 m の海浜における現地観測データから導出された経験的な関係式 (Ochi・Wang, 1984) を示している。skewness と kurtosis がこれらの関係式に従う場合、浅水効果に伴う 2 次の非線形干渉が支配的な skewness が kurtosis 変化に影響を与えていることを意味し、独立に変化する場合は、4 波準共鳴相互作用が支配的であることを意味している。図-4.11 より、 $k_ph > 1.363$  となる海域では、kurtosis の skewness 依存は確認されず、4 波準共鳴相互作用下における 3 次の非線形干渉により kurtosis が変化することがわかる。一方、 $k_ph < 1.363$  となる海域では、kurtosis は 2 次の非線形

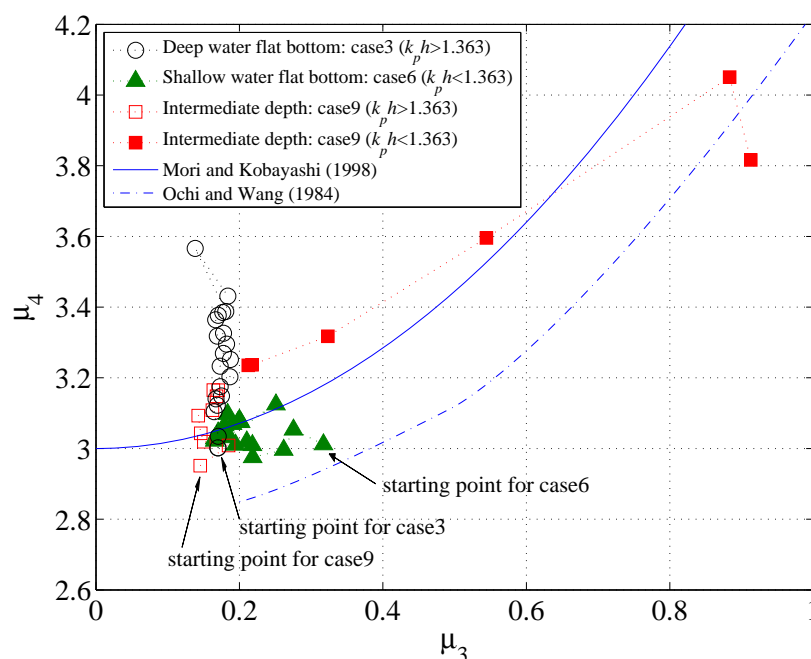
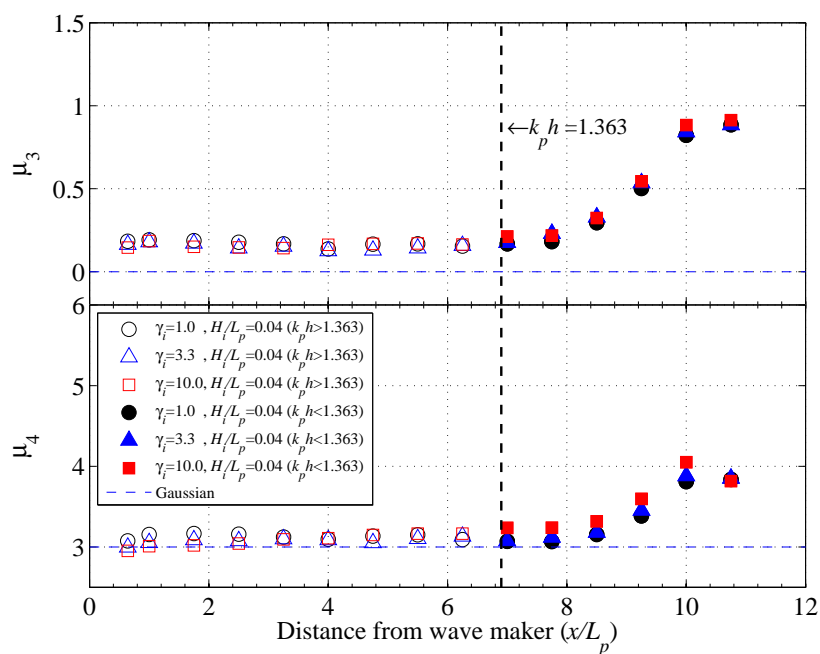


図-4.11 3つの異なる海域における skewness と kurtosis の関係 ( $\gamma_i=10.0$ ,  $H_i/L_p=0.04$ ) (色あり記号:  $k_ph < 1.363$ , 色なし記号:  $k_ph > 1.363$ )

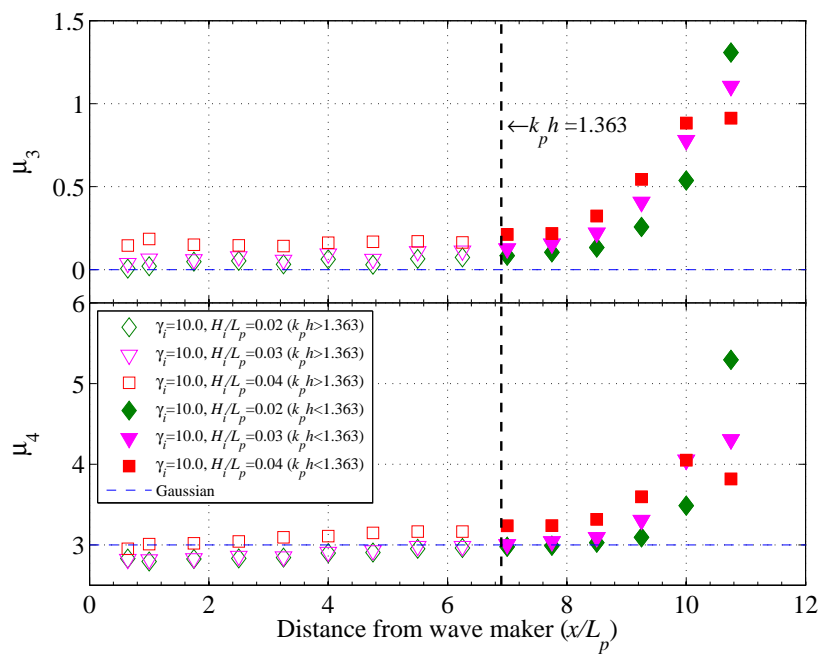
干渉が支配的な skewness 変化に依存するようになる．このように， $k_ph=1.363$  を転移点として，それよりも深い海域では 4 波相互作用の効果による 3 次の非線形干渉が，それよりも浅い海域では浅水効果に伴う 2 次の非線形干渉が kurtosis 変化に影響を及ぼすことが確認された．

#### 深海域から汀線までの海域における暴風浪の出現特性

これまでの結果を踏まえ，深海域から汀線までの海域を対象に，浅海域における非線形指標の振る舞いに重要な  $k_ph$  に着目して暴風浪の出現特性について検討を行った．まず，一方向波列のスペクトル尖鋭度や波形勾配が水深変化と非線形特性の空間発達の関係に及ぼす影響について把握するため，図-4.12 に深海域から汀線までの海域を対象とした case 7~11 の全計測データから算出された skewness と kurtosis の空間変化を示す． $k_ph > 1.363$  となる海域では，図-4.2 に示したような深海域における skewness および kurtosis の発達過程を確認することができる．一方， $k_ph$  が 1.363 を下回ると，海底地形の影響を受けた浅水効果により skewness が急激に増大するとともに，kurtosis が増大する．また，スペクトル尖鋭度や波形勾配が skewness や kurtosis の発達過程に及ぼす影響についてみると，skewness については波形勾配が大きくなるほど，kurtosis についてはスペクトル尖鋭度および波形勾配が大きくなるほど，顕著に発達することが確認できる．なお，



(a) スペクトル尖鋭度



(b) 波形勾配

図-4.12 深海域から汀線までの skewness と kurtosis の空間変化

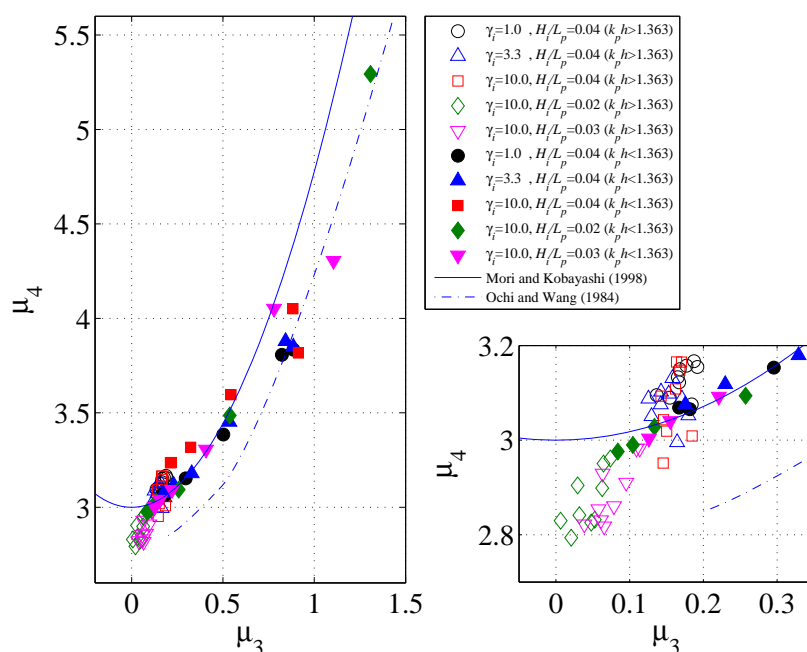


図-4.13 深海域から汀線までの skewness と kurtosis の関係：右側パネルは左のパネルを拡大（色あり記号： $k_ph < 1.363$ ，色なし記号： $k_ph > 1.363$ ）

$x/L_p=10.79$  における skewness や kurtosis の発達傾向が異なっているのは，波形勾配による碎波状況の違いによるためである．さらに，図-4.13 に示す skewness と kurtosis の関係についてみると， $k_ph < 1.363$  となる海域における kurtosis は skewness に依存し，波形勾配に関係なく Mori・Kobayashi(1998) や Ochi・Wang(1984) の関係式におおむね従っている．一方， $k_ph > 1.363$  となる海域では，造波直後の kurtosis が波形勾配により異なるために kurtosis は何らかの関係式に従うように見えるが，波形勾配ごとにみると，深海域と同様に kurtosis の skewness 依存は見られない．

ついで，水深変化 ( $k_ph$ ) が波高の超過確率分布に及ぼす影響について検討を行った．図-4.14 および図-4.15 にそれぞれ，スペクトル尖鋭度および波形勾配を変化させた場合における  $k_ph$  による波高の超過確率分布を比較した結果を示す．図の説明は図-4.4 や図-4.5 と同様である．図-4.14 より，造波直後 ( $x/L_p=1.00$ ) の  $k_ph=3.235$  では，図-4.4 に示すような深海域における分布特性と同様に，スペクトル尖鋭度にかかわらず  $\mu_4 \simeq 3.0$  であるが，Rayleigh 分布は実験結果を過大に評価している．一方， $k_ph=1.579$  では，4 波準共鳴相互作用下における 3 次の非線形干渉により kurtosis が増大し，実験結果は Rayleigh 分布に近づく．その後，波が一様斜面上を伝播して  $k_ph$



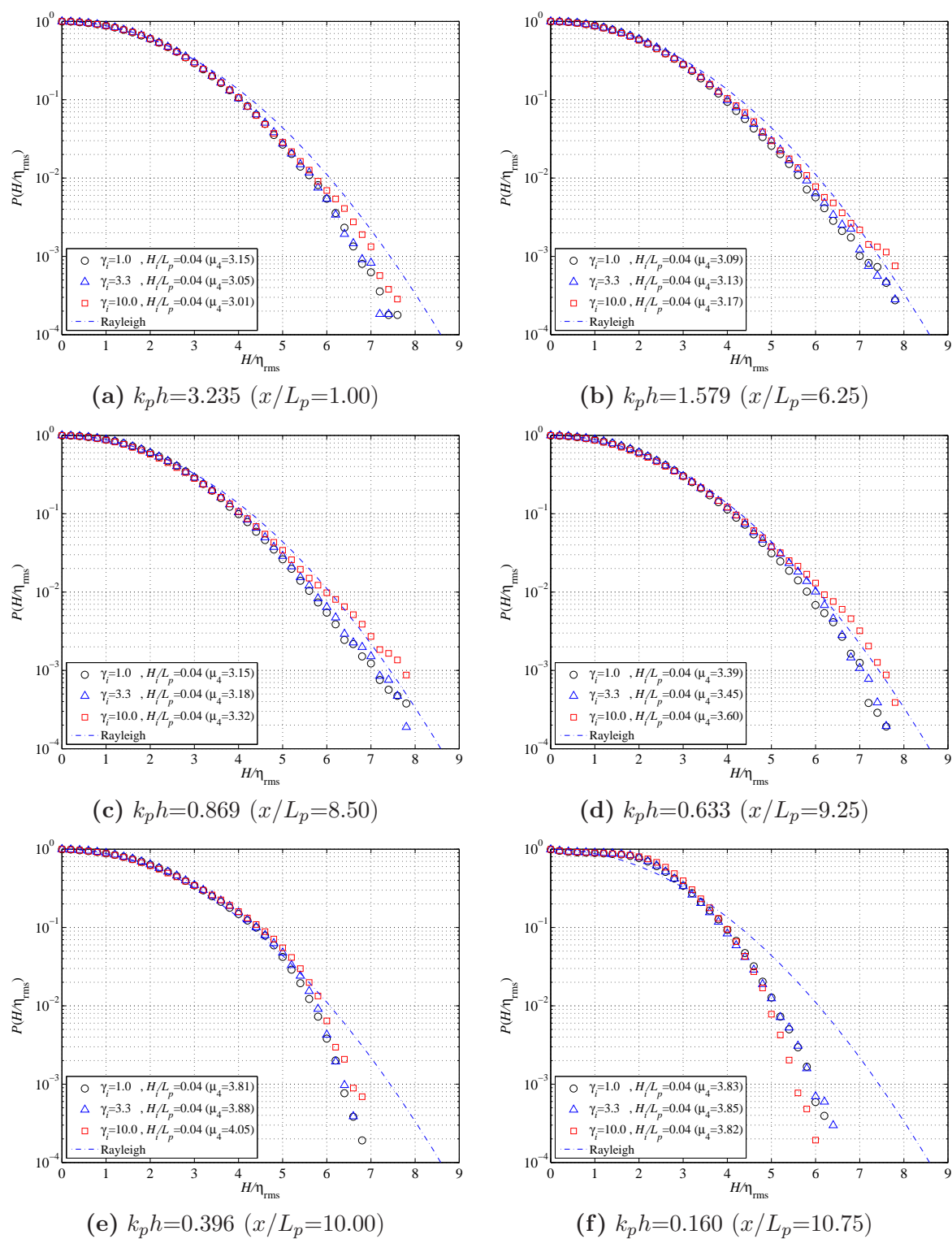


図-4.14 深海域から汀線までの波高の超過確率分布に及ぼすスペクトル尖鋭度の影響

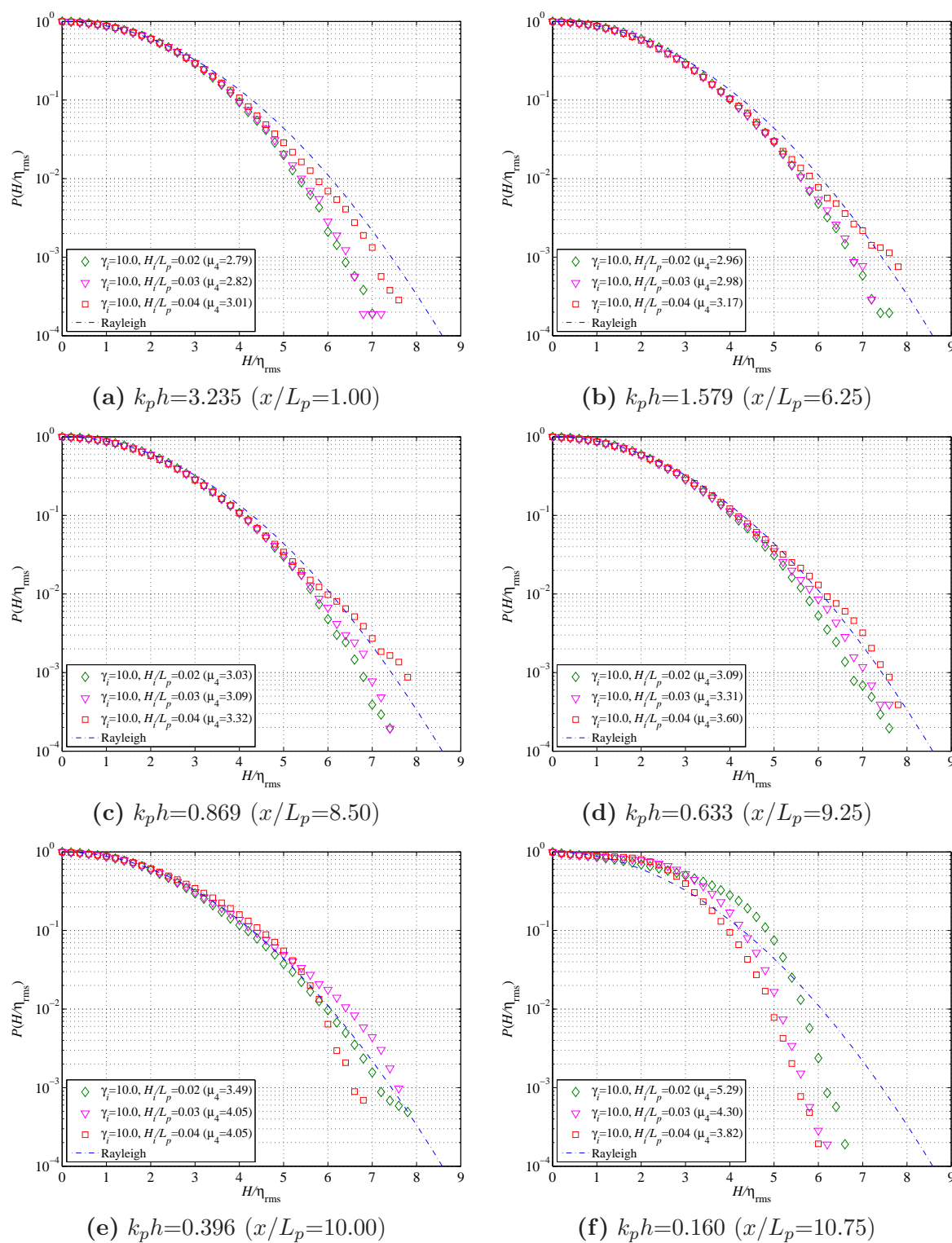


図-4.15 深海域から汀線までの波高の超過確率分布に及ぼす波形勾配の影響

が1.363を下回り  $k_ph=0.869$  となると,  $\gamma_i=1.0$  の case 1 や  $\gamma_i=3.3$  の case 2 では, kurtosis の顕著な発達を確認されず, 実験結果は Rayleigh 分布に従ったままである. しかしながら,  $\gamma_i=10.0$  の case 3 では, 実験結果は Rayleigh 分布よりも高波高の波の出現確率が大きくなっている. これは, Janssen・Onorato(2007) や Yuen・Lake(1982) による  $k_ph < 1.363$  となる海域において, 高波高な波の出現が抑制される結果と異なる. このような分布傾向は,  $k_ph=0.633$  となる海域まで継続するが, その後, 波が  $k_ph=0.396$  となる浅い海域まで伝播すると, 徐々に高波高の出現確率が減少し,  $k_ph=0.160$  となる海域ではスペクトル尖鋭度にかかわらず, 実験結果は Rayleigh 分布よりも大きく安全側に分布し, 小さな波高を持つ波の出現確率が増大する. また, 図-4.15 より波形勾配を変化させた場合では, 波形勾配が大きいほど高波の出現確率が大きくなる. なお,  $k_ph=0.396$  となる海域よりも浅い海域 ( $x/L_p \geq 10.00$ ) では, 波高水深比によって波形勾配が大きいほど同じ水深に対して碎波しやすくなるため, 波形勾配と波高の超過確率分布の関係が水深の深い海域の分布傾向と異なる. このように, 深海域から汀線までを一方向不規則波が伝播する過程では,  $k_ph$  が1.363を下回ると高波高の波の出現が抑制されるが,  $k_ph < 1.363$  となる海域であっても波浪条件によっては3次の非線形干渉による kurtosis の増加に伴って高波高の出現する確率が増大する場合がある.

最後に, 水深変化 ( $k_ph$ ) が最高波高の確率密度分布の形状や最高波高の期待値に及ぼす影響について検討を行った. 図-4.16 および図-4.17 にそれぞれ, スペクトル尖鋭度や波形勾配を変化させた場合における  $k_ph$  による最高波高の確率密度分布を比較した結果を示す. 図の説明は図-4.6 および図-4.7 と同様である. 図-4.16 より, 造波直後 ( $x/L_p=1.00$ ) の  $k_ph=3.235$  では, 図-4.6 に示したように深海域における分布特性と同様な分布をしていることがわかる (図-4.16(a)). また, 波の伝播に伴って4波準共鳴相互作用下における3次の非線形干渉の発達により最高波高の出現確率が増大する (図-4.16(b)). しかしながら,  $k_ph$  が1.363を下回る  $k_ph=0.869$  や  $k_ph=0.633$  となる海域では, 最高波高の出現確率は Rayleigh 分布に基づく最高波高の出現確率よりも大きく, スペクトル尖鋭度が大きいほどこの傾向は顕著である (図-4.16(c) および図-4.16(d)). その後, 水深のより浅い海域まで波が伝播すると, スペクトル尖鋭度に関係なく, Rayleigh 分布よりも小さな最高波高が出現する確率が増大し, 分布は全体的に安全側に移動し, 分布のピーク位置も安全側に移動する (図-4.16(e) および図-4.16(f)). Rayleigh 分布のピーク位置は,  $H_{max}/\eta_{rms} \simeq 6.5$  であるのに対し,  $k_ph=0.396$  では  $H_{max}/\eta_{rms} \simeq 6.0$ ,  $k_ph=0.160$  では  $H_{max}/\eta_{rms} \simeq 5.5$  である. また, 図-4.17 より波形勾配を変化させた場合では, 造波機から  $k_ph=0.633$  となる海域までの伝播

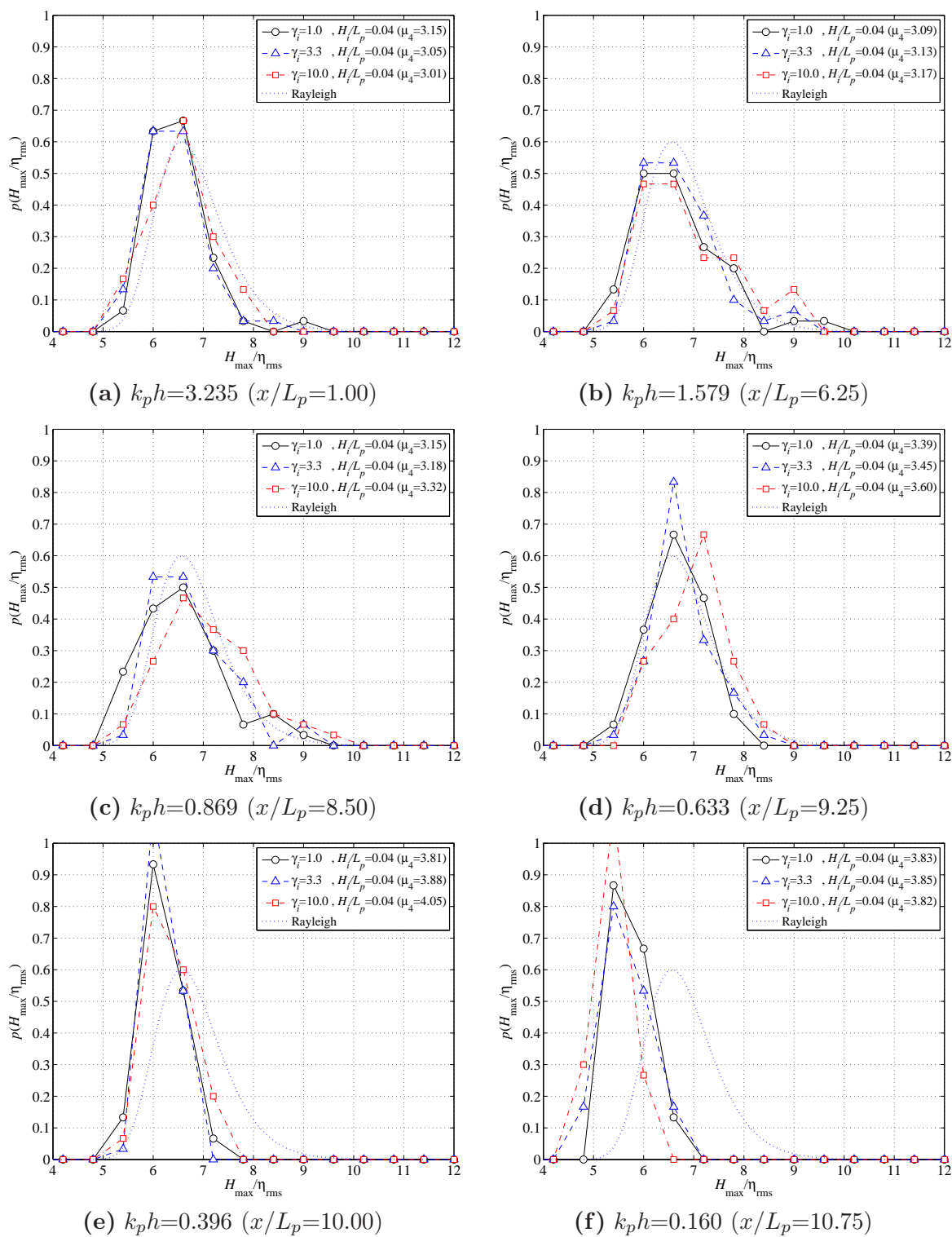


図-4.16 深海域から汀線までの最高波高の確率密度分布に及ぼすスペクトル尖鋭度の影響

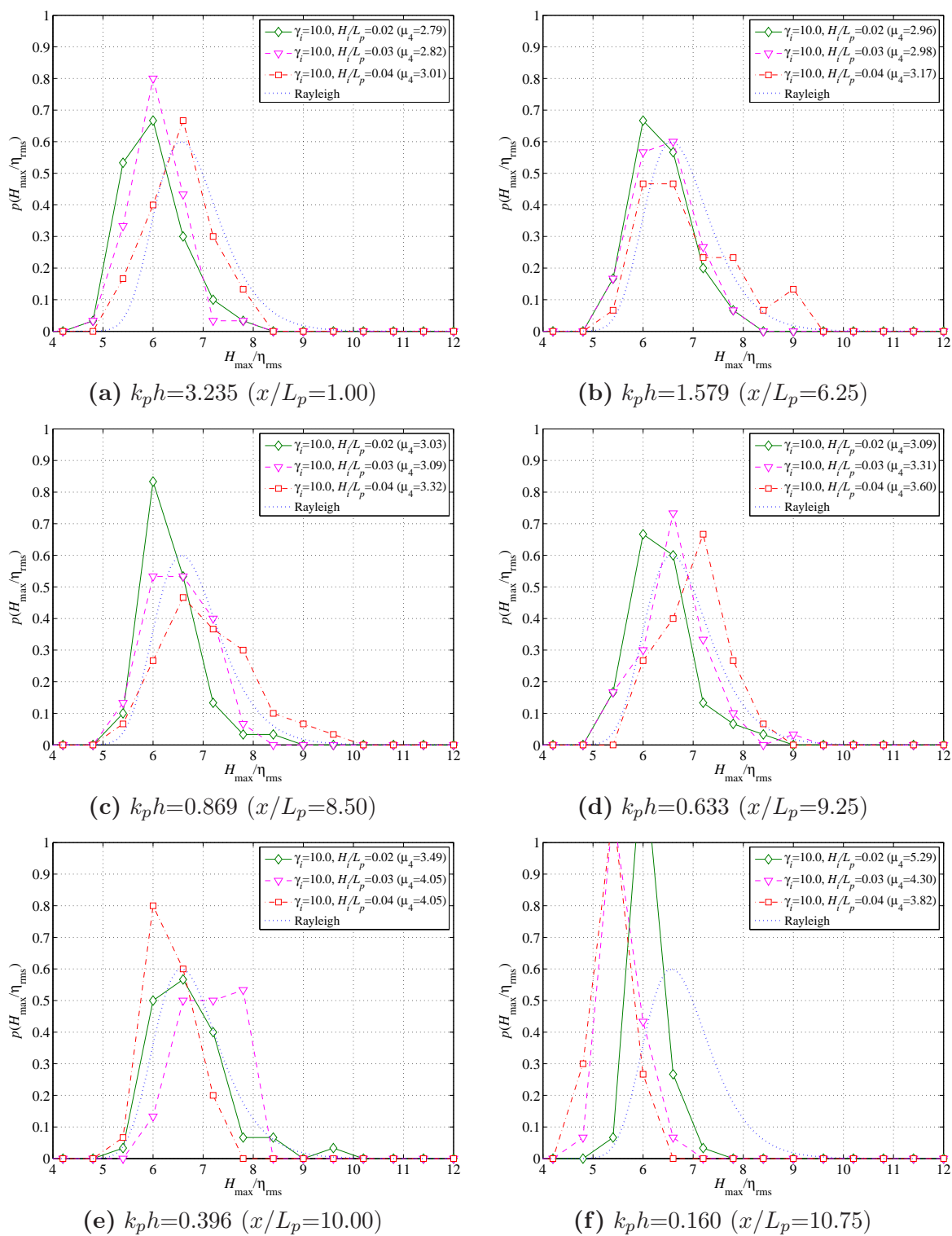


図-4.17 深海域から汀線までの最高波高の確率密度分布に及ぼす波形勾配の影響



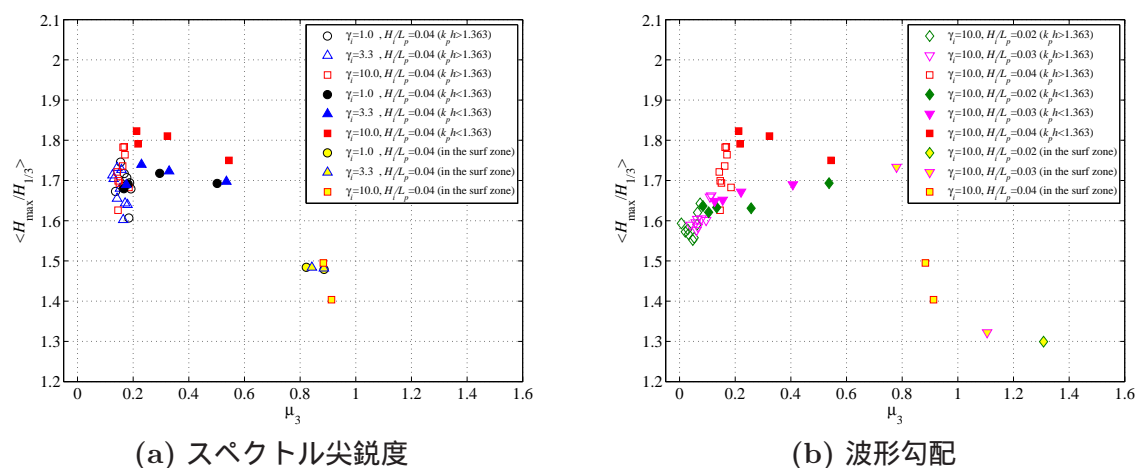


図-4.18 深海域から汀線までの skewness と最高波高の期待値の関係

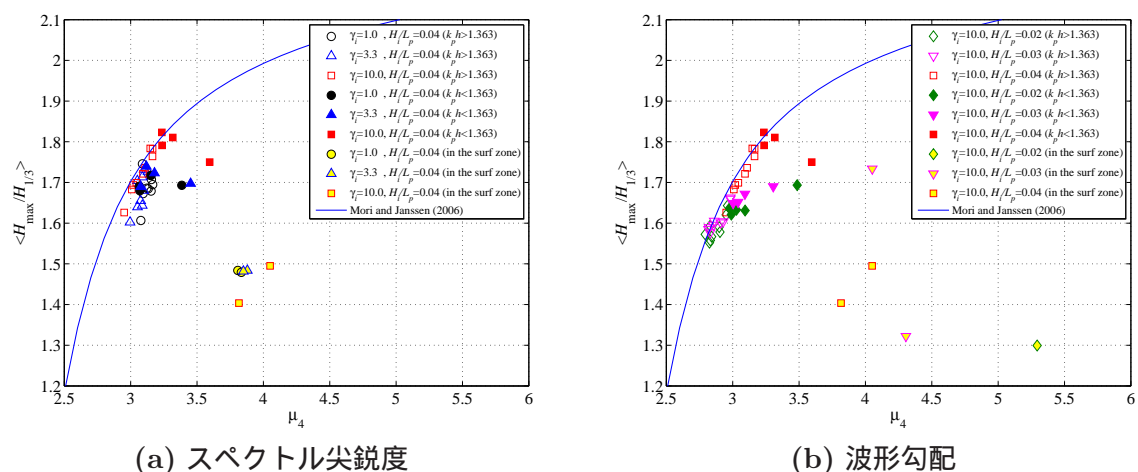


図-4.19 深海域から汀線までの kurtosis と最高波高の期待値の関係

過程において、波形勾配が大きいほど大きな最高波高の出現する確率が増大するが、逆に  $k_p h < 0.396$  となる海域よりも水深が浅くなると、Rayleigh 分布よりも小さな最高波高が出現する確率が増大し、分布は全体的に安全側に移動する (図-4.17(e) および図-4.17(f))。

図-4.18 および図-4.19 に、スペクトル尖鋭度や波形勾配を変化させた場合における skewness および kurtosis と最高波高の期待値  $\langle H_{max}/H_{1/3} \rangle$  の関係に及ぼす影響について調べた結果を示す。色なし記号および色あり記号はそれぞれ、 $k_p h > 1.363$  および  $k_p h < 1.363$  となる海域におけるデータであり、黄色で着色された記号は砕波後のデータに相当する。これらの図より、 $k_p h > 1.363$  では、図-4.8 および図-4.9 で示したような深海域の分布特性と同様に、各入射波浪に対して最高波高の期待値の kurtosis 依存性を確認することができるとともに、最高波高の期待値は skewness

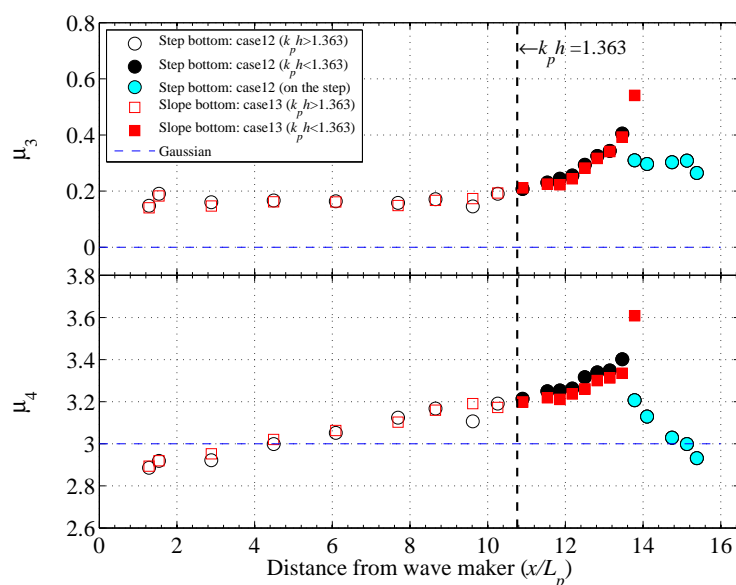


図-4.20 任意な海底地形における skewness と kurtosis の空間変化

に独立して変化する．一方， $k_p h$  が 1.363 を下回ると，最高波高の期待値は浅水効果を伴う 2 次の非線形干渉により急増する skewness や kurtosis に対してほぼ一定値 ( $\langle H_{max}/H_{1/3} \rangle = 1.6 \sim 1.8$ ) をとるようになり，最高波高の kurtosis 依存が弱まる．その後，最高波の砕波により最高波高の期待値はさらに減少する．このように，浅海域では，深海域と同様に，初期のスペクトル尖鋭度や波形勾配が大きいほど暴風浪の出現確率が大きくなるが， $k_p h$  が 1.363 を下回ると最高波高の出現が抑制され，汀線近傍では砕波の影響によりさらに減少することが確認された．

#### 任意な海底地形における暴波浪の出現特性

これまでの議論を踏まえ，より一般的な条件として一様水深地形と一様勾配斜面地形を組み合わせた図-4.1(d) に示すような斜面上に一様水深海域を有するステップ地形と図-4.1(e) に示すような 2 つの異なる勾配をもつ斜面地形の 2 つの任意な海底地形における暴風浪の出現特性について検討を行った．なお，この検討で，暴風浪が出現する可能性の高い  $\gamma_i = 10.0$ ， $H_i/L_p = 0.04$  の波浪条件を対象とした．

図-4.20 に 2 つの任意な海底地形における skewness と kurtosis の空間変化を示す．図中の黒はステップ地形，赤は 2 勾配斜面地形に対するデータである．この図より，造波機の前面から水深が 0.2 m であるステップ地形の斜面法肩部や 2 勾配斜面地形の斜面勾配変化部までの

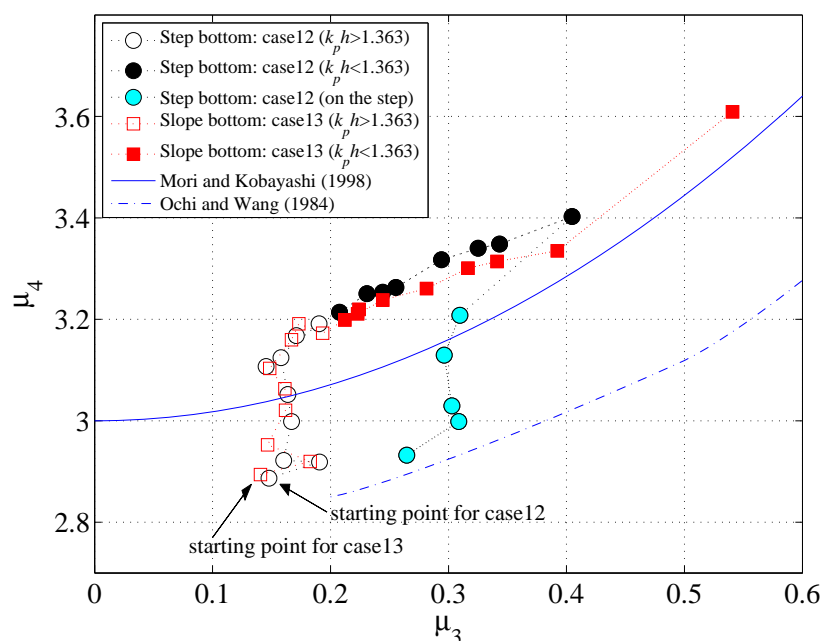


図-4.21 任意な海底地形における skewness と kurtosis の関係

海域 ( $x/L_p=1.27\sim 13.46$ ) では, skewness および kurtosis は図-4.2 や図-4.12 に示したようになる.  $k_ph=1.363$  を転移点とした 2 つの海域における発達過程と同様な振る舞いをしていることがわかる.  $k_ph > 1.363$  ( $x/L_p < 10.76$ ) の領域で得られた skewness には, Longuet-Higgins(1963) による Stokes 展開の 2 次近似理論で表現される波形勾配への依存が確認され, 4 波準共鳴相互作用による kurtosis の増大が確認される. 一方,  $k_ph$  が 1.363 を下回る海域 ( $x/L_p > 10.76$ ) では, 海底地形の影響を受けた浅水効果により skewness が急激に増大するするとともに, kurtosis が増大する. また, ステップ地形の水深 0.2 m の一様水深海域 ( $x/L_p \geq 13.78$ ) では, 浅水効果により急増した skewness は減少し, その後  $\mu_3 \simeq 0.3$  でほぼ一定となり, kurtosis は単調減少する. これは, 波群の扁平化によるものと考えられるが, 詳細については, 今後さらなる検討が必要である. さらに, 2 勾配斜面地形の斜面勾配変化部 ( $x/L_p=13.78$ ) では, 碎波直前に相当するために波形が切り立ち, skewness および kurtosis が急増する.

図-4.21 に 2 つの任意な海底地形における skewness と kurtosis の関係を示す. 図中の黒 および赤 はステップ地形および 2 勾配斜面地形に対するデータであり, 色なし記号および色あり記号はそれぞれ,  $k_ph > 1.363$  および  $k_ph < 1.363$  となる海域におけるデータである. また, 水色で塗られた記号はステップ地形の水深 0.2 m の一様水深海域におけるデータに相当する. この図よ

り, kurtosis の発達には, 2 次および 3 次の非線形干渉の影響が混在するとともに,  $k_ph > 1.363$  となる海域における 3 次の非線形干渉の効果が  $k_ph < 1.363$  となる海域に残ることがわかる.  $k_ph > 1.363$  となる深い海域では, 4 波準共鳴相互作用下における 3 次の非線形干渉が kurtosis を増加させ, そのときの skewness は一定を保持する. その後,  $k_ph < 1.363$  となる浅い海域に波が伝播すると, 浅水効果の影響を受けた skewness 変化を伴う 2 次の非線形干渉により kurtosis がさらに増大する. ただし, ステップ上の一様水深海域における波群構造の変化によっては kurtosis が減少する場合がある.

図-4.22 に上記の 2 つの任意な海底地形における波高の超過確率分布を示す. 図中の黒 はステップ地形, 赤 は 2 勾配斜面地形に対するデータである. 図-4.22 より, 2 つの任意な海域に対し, 造波直後 ( $x/L_p=1.27$ ) における  $k_ph=2.022$  では  $\mu_4 < 3.0$  であり, Rayleigh 分布が実験結果を過大に評価している (図-4.22(a)). その後, 4 波準共鳴相互作用下における 3 次の非線形干渉により kurtosis が増大し, 高波高の波の出現する確率が増大する (図-4.22(b) および図-4.22(c)).  $k_ph$  が 1.363 を下回ると, 浅水効果の影響を受けた skewness 変化に伴う 2 次の非線形干渉により kurtosis が増大するが, 実験結果はほぼ Rayleigh 分布に一致する (図-4.22(d)~ 図-4.22(f)). また, 図-4.23 に示す 2 つの任意な海域における最高波高の確率密度分布からも, 深海域や深海域から汀線までの分布特性で説明可能な  $k_ph$  による最高波高の確率密度分布の形状変化を確認することができる. しかしながら, 一様勾配斜面地形に対して確認された浅海域における最高波高の出現確率の減少が見られない. これは, 少なくとも今回の実験結果では,  $k_ph=0.809$  となる海域では, 一様勾配斜面地形において  $k_ph \leq 0.396$  となる海域で最高波高の出現確率が減少し始めるという結果から, 深海域で発達した 3 次の非線形干渉の効果が残存しており, 最高波高の出現に影響を与えたものと考えられる.

すべての結果をまとめるため, 最後に, 図-4.24 に 2 つの任意な海底地形における skewness および kurtosis と最高波高の期待値を示す. 図の記号説明は図-4.21 と同様である. この図より, 図-4.18 および図-4.19 で示したような  $k_ph=1.363$  を転移点とした最高波高の期待値の振る舞いを確認することができる.  $k_ph > 1.363$  では, kurtosis に依存して最高波高の期待値は増大するが,  $k_ph$  が 1.363 を下回ると, その増大率が小さくなり, ほぼ一定となる. しかしながら, これらの海域では, 1/30 勾配斜面部やステップ地形の水深 0.2 m の一様水深海域における水深が伝播する波に対して碎波限界水深に達していないため, 碎波による最高波高の期待値の減少は見られない. また,  $k_ph=2.022$  となる海域から造波していることにより, 図-4.8 や図-4.9 に示すような深海域

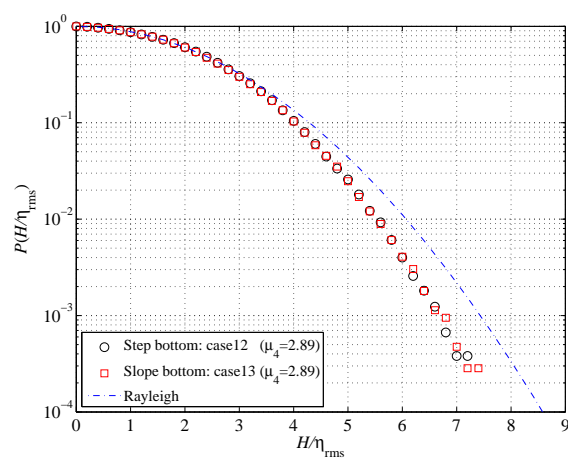
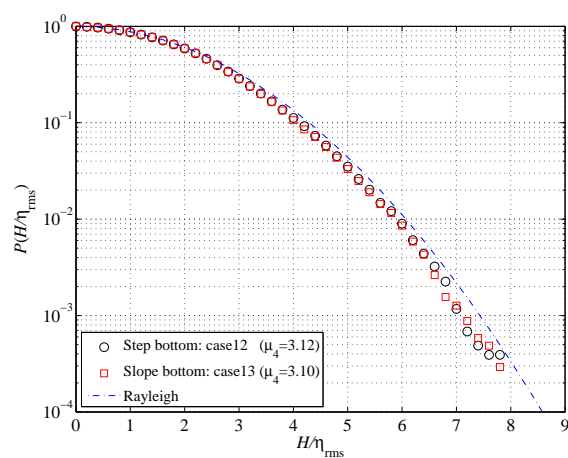
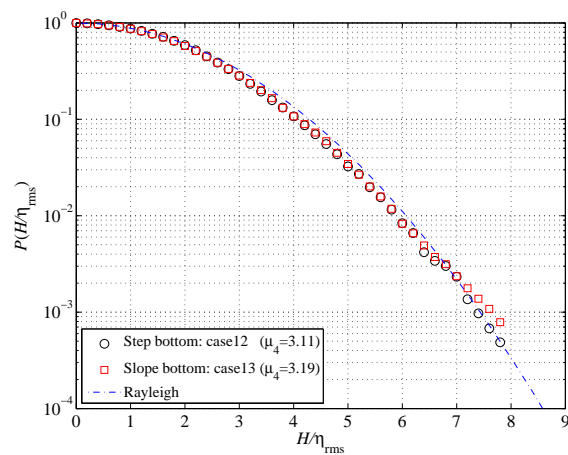
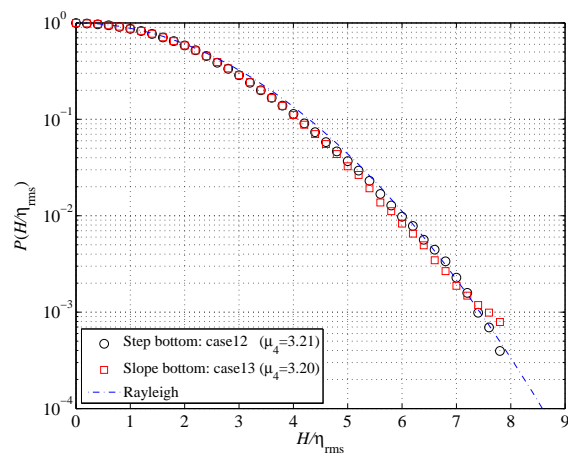
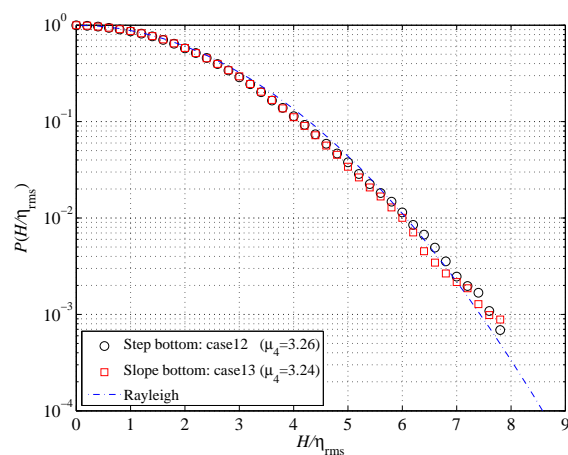
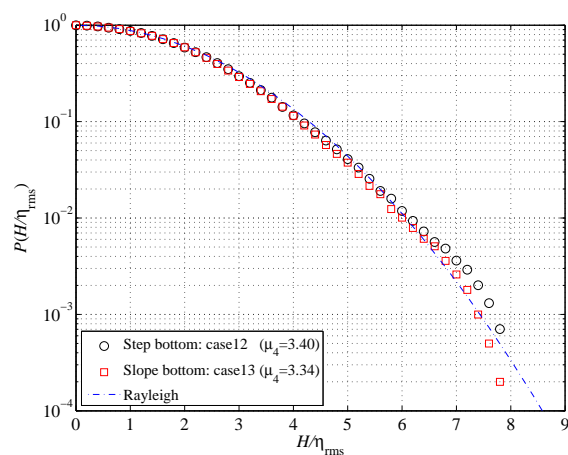
(a)  $k_ph=2.022$  ( $x/L_p=1.27$ )(b)  $k_ph=2.022$  ( $x/L_p=7.69$ )(c)  $k_ph=1.618$  ( $x/L_p=9.62$ )(d)  $k_ph=1.334$  ( $x/L_p=10.90$ )(e)  $k_ph=1.092$  ( $x/L_p=12.18$ )(f)  $k_ph=0.809$  ( $x/L_p=13.46$ )

図-4.22 2つの任意な海底地形における波高の超過確率分布



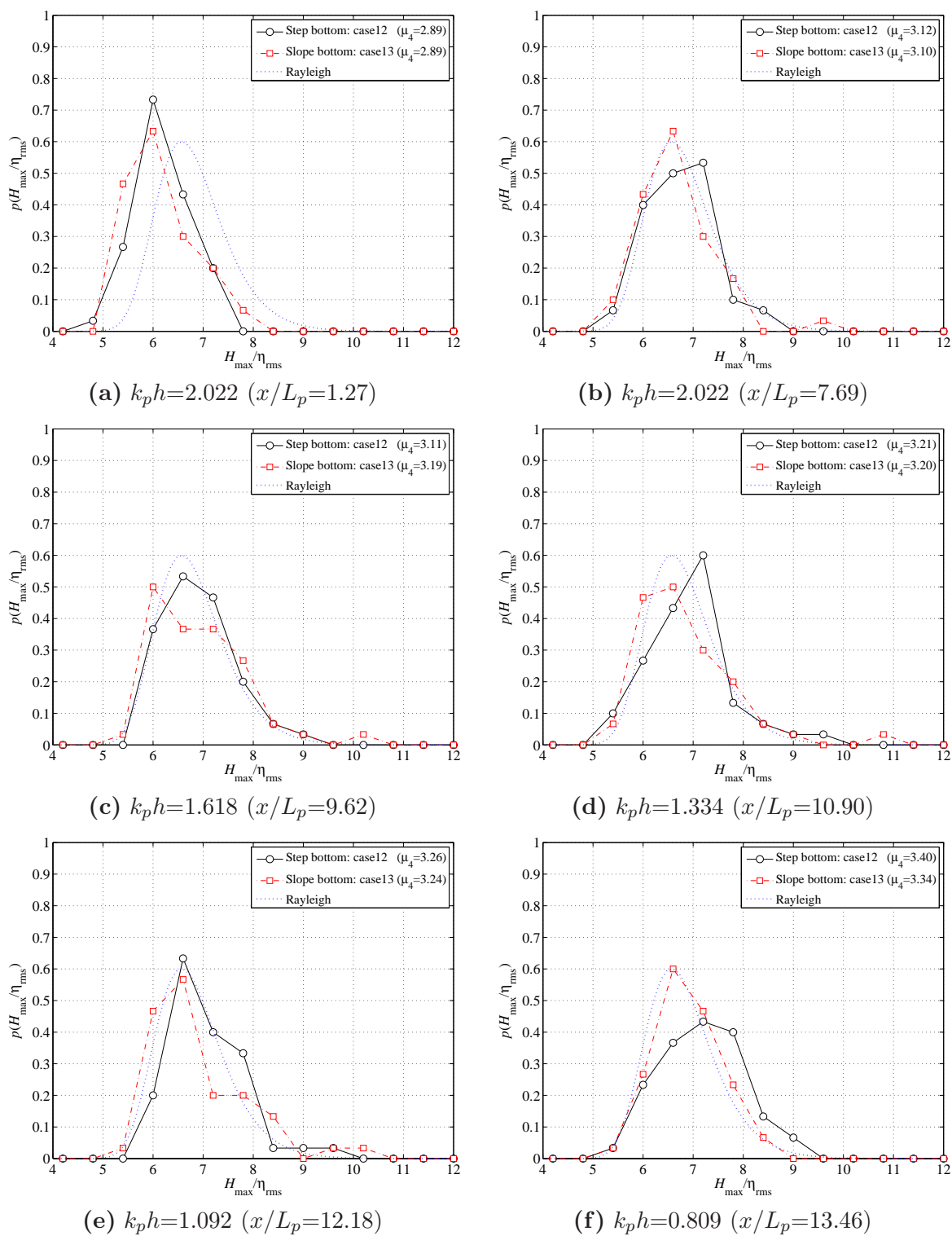


図-4.23 2つの任意な海底地形における最高波高の確率密度分布

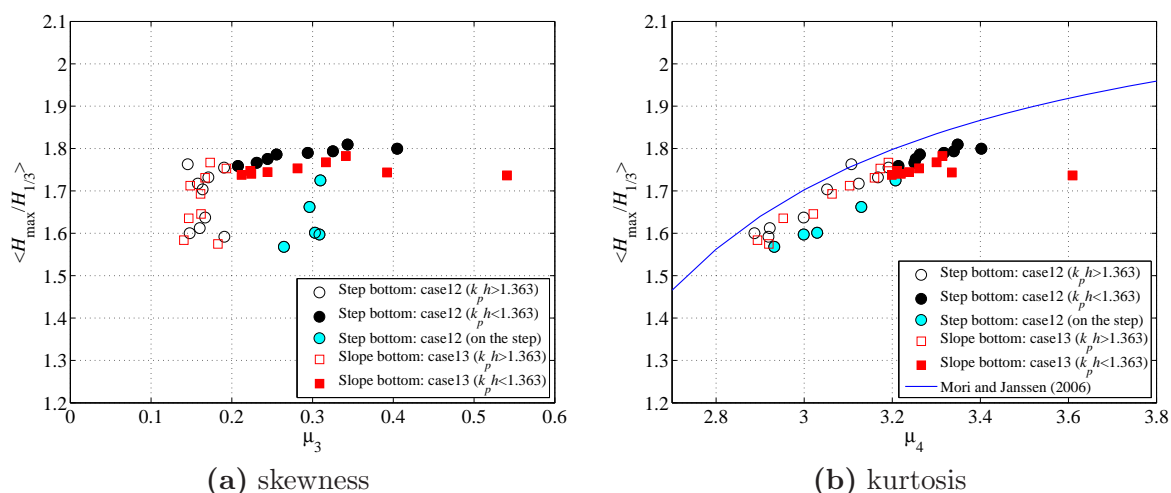


図-4.24 2つの任意な海底地形における skewness および kurtosis と最高波高の期待値の関係

で確認されるほどの kurtosis 発達がみられないため、これらのデータは Mori・Janssen(2006) による非線形理論を下回っているという特徴がある。

## 4.4 暴風浪に対する波圧算定法

前節において断面水路を用いた模型実験の結果より、浅海域における暴風浪の出現特性を把握する場合、 $k_p h$  に依存した 3 次の非線形干渉の発達やその  $k_p h < 1.363$  となる浅い海域への残存効果が重要であることがわかった。一方、このような特性を有する暴風浪に対し、実務設計で採用されている浅海域の波浪伝播変形を推定可能なブシネスクモデルを適用する場合、2 次の非線形干渉までしか考慮できないため、浅海域における暴風浪の出現特性を適切に評価することができない可能性がある。また、現行の防波堤の波圧算定において簡便に取り扱われている最高波高に対し、その確率分布まで考慮した場合、前面波圧強度がどのような分布形を有するのかを把握しておくことは、暴風浪に対する防波堤の安全設計を行う際に非常に重要となる。そこで本節では、まず、ブシネスクモデルで再現される波の非線形特性の確認を行った。ついで、暴風浪の出現頻度に相当する最高波高の確率密度分布やその分布特性を考慮した波圧算定法について検討を行った。

#### 4.4.1 検討手法

ブシネスクモデルの非線形特性を確認するため、前節で得られた断面実験結果と比較検証が可能となるように、断面実験と同一の海底地形や入射波浪、計算条件を与えて波浪変形計算を行った。

波浪変形計算では、式(4.26)～式(4.28)に示すような非線形分散波の近似精度を高めるように分散項が補正された基礎式 (Madsen・Sørensen, 1992) を導入したブシネスクモデル (平山, 2007) を用いた。

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial P}{\partial x} + \frac{\partial Q}{\partial y} = 0 \quad (4.26)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial P}{\partial t} + gD \frac{\partial \eta}{\partial x} + \epsilon \left[ \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{P^2}{D} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{PQ}{D} \right) \right] \\ = \mu^2 \left[ \left( B + \frac{1}{3} \right) h^2 \left( \frac{\partial^3 P}{\partial x^2 \partial t} + \frac{\partial^3 Q}{\partial x \partial y \partial t} \right) + Bgh^3 \left( \frac{\partial^3 \eta}{\partial x^3} + \frac{\partial^3 \eta}{\partial x \partial y^2} \right) \right. \\ + h \frac{\partial h}{\partial y} \left( \frac{1}{6} \frac{\partial^2 Q}{\partial x \partial t} + Bgh \frac{\partial^2 \eta}{\partial x \partial y} \right) \\ \left. + h \frac{\partial h}{\partial x} \left( \frac{1}{3} \frac{\partial^2 P}{\partial x \partial t} + \frac{1}{6} \frac{\partial^2 Q}{\partial y \partial t} + 2Bgh \frac{\partial^2 \eta}{\partial x^2} + Bgh \frac{\partial^2 \eta}{\partial y^2} \right) \right] \end{aligned} \quad (4.27)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial Q}{\partial t} + gD \frac{\partial \eta}{\partial y} + \epsilon \left[ \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{PQ}{D} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{Q^2}{D} \right) \right] \\ = \mu^2 \left[ \left( B + \frac{1}{3} \right) h^2 \left( \frac{\partial^3 P}{\partial x \partial y \partial t} + \frac{\partial^3 Q}{\partial y^2 \partial t} \right) + Bgh^3 \left( \frac{\partial^3 \eta}{\partial x^2 \partial y} + \frac{\partial^3 \eta}{\partial y^3} \right) \right. \\ + h \frac{\partial h}{\partial x} \left( \frac{1}{6} \frac{\partial^2 P}{\partial y \partial t} + Bgh \frac{\partial^2 \eta}{\partial x \partial y} \right) \\ \left. + h \frac{\partial h}{\partial y} \left( \frac{1}{6} \frac{\partial^2 P}{\partial x \partial t} + \frac{1}{3} \frac{\partial^2 Q}{\partial y \partial t} + Bgh \frac{\partial^2 \eta}{\partial x^2} + 2Bgh \frac{\partial^2 \eta}{\partial y^2} \right) \right] \end{aligned} \quad (4.28)$$

ここで、 $\eta$  は水位変動であり、 $P$  および  $Q$  はそれぞれ、 $x$  および  $y$  方向の単位幅あたりの線流量フラックスである。 $h$  は静水深、 $D(=h+\eta)$  は全水深である。 $\epsilon$  および  $\mu$  はそれぞれ、非線形効果 ( $ak$ ) と分散効果 ( $kh$ ) を表す波数  $k$  で無次元化された摂動パラメータである。なお、 $a$  は振幅である。これらの支配方程式では、 $O(\epsilon)$  の非線形性と  $O(\mu^2)$  の分散性までがそれぞれ考慮されている。また、パラメータ  $B$  は、非線形分散波の近似精度を高める補正係数であり、 $B=1/15$  の場合に弱非線形浅水効果や波の分散効果が線形波理論に相当する (Madsen・Sørensen, 1992)。支配方程式

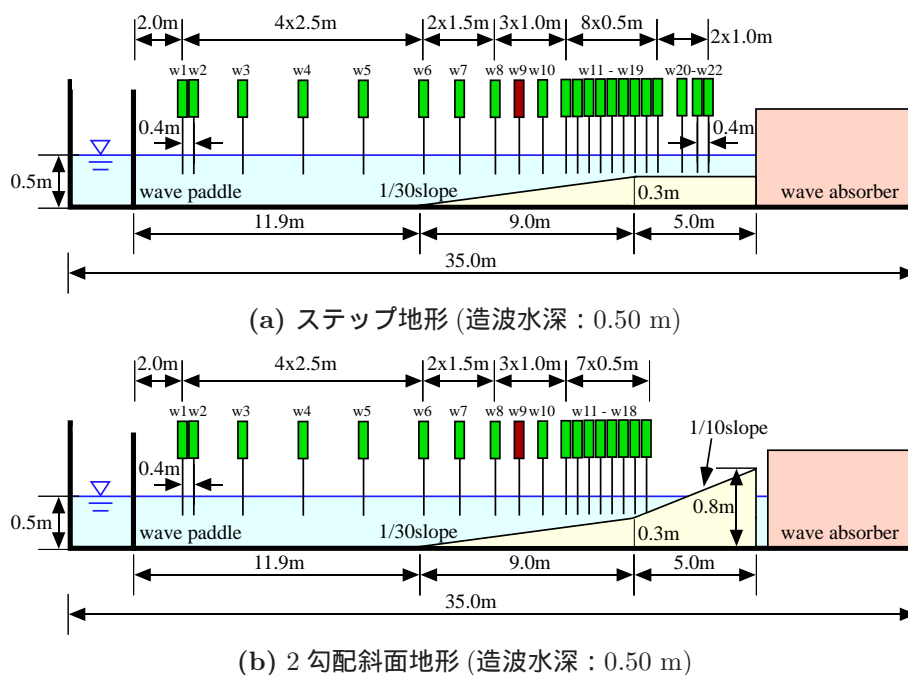
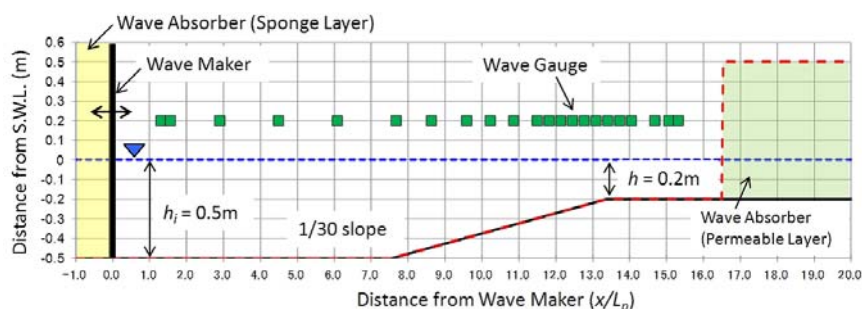


図-4.25 計算対象とした海底地形断面 (w9 地点: 造波板からの距離が 15.9 m, 水深が 0.37 m の地点)

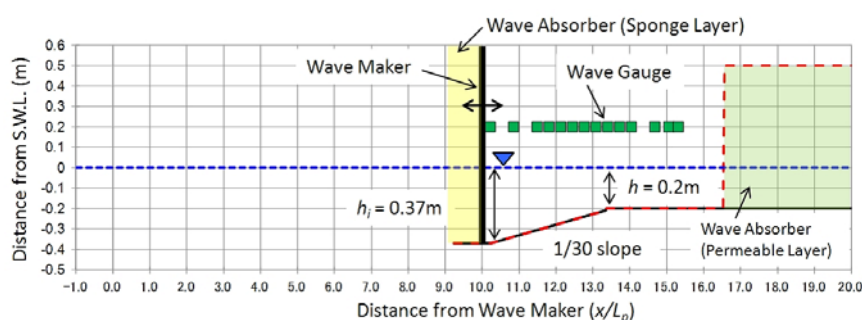
の離散化には, ADI (Alternating Direction Implicit) 差分法を適用し, 空間差分に対してスタガード格子を用いた中央差分法を, 時間差分に対して 1 次前進差分法を用いている.

対象とした海底地形は, 図-4.25 に示すようなステップ地形および 2 勾配斜面地形とした. 入射波浪は, 深海域で発達する 3 次の非線形干渉のブシネスクモデルに対する影響の有無を把握できるように, 断面実験で与えた  $H_i/L_p=0.04$ ,  $\gamma_i=10.0$  の波浪条件に対して造波信号で与えられる水面波形 (以下では, 造波波形と表記する) とこの信号に対して 3 次の非線形干渉の効果により最も顕著な kurtosis の発達が確認された地点 (図-4.25 の赤色の波高計設置位置である w9 地点:  $x/L_p=10.27$ ) で計測された水面波形 (以下では, 計測波形と表記する) の 2 種類とした. これら 2 種類の水面波形を構成する成分波諸元をブシネスクモデルの入力波とし, 造波波形に対しては水深が 0.5 m の造波機位置 ( $x/L_p=0.0$ ) から, 計測波形に対してはこの波形を断面実験で計測した水深が 0.37 m の w9 地点 ( $x/L_p=10.26$ ) からそれぞれ与えた.

計算領域は各入射波浪に対してそれぞれ図-4.26 および図-4.27 のように設定し, 沖側境界に長さ  $1.0L_p$  に相当するエネルギー吸収層を, 岸側境界に長さ 5.5 m の消波工 (新光ナイロン製ヘチマロン) を想定した透水層 (平山, 2006) を設定した. 計算格子幅は 0.05 m, 計算時間間隔は 0.001 s とし, データ解析のサンプリング周波数は 20 Hz とした. これらの条件に対して得られる



(a) 造波波形に対する計算領域



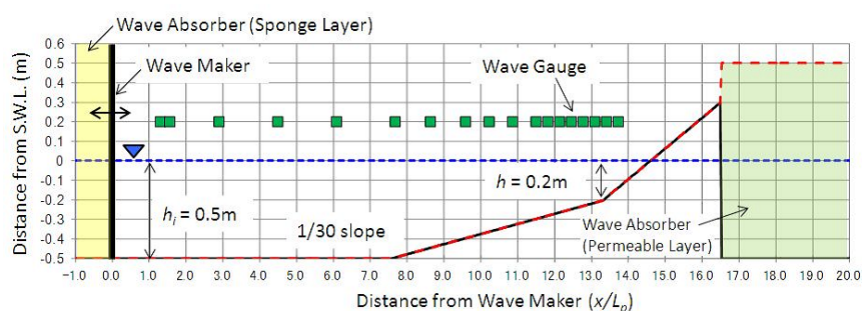
(b) 計測波形に対する計算領域

図-4.26 ステップ地形に対する計算領域

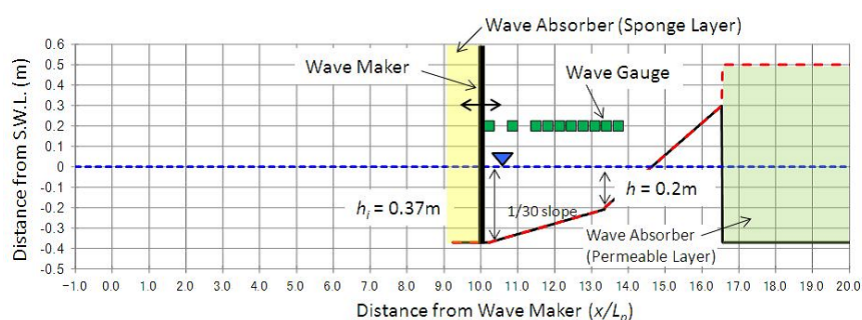
skewness や kurtosis について解析を行った。

まず、上記の計算条件のうち、造波波形に対する計算結果を用い、ブシネスクモデルによる最高波高の確率密度分布の推定について検討を行った。ついで、最高波高の確率密度分布を考慮した波圧算定法を推定するため、図-4.25(a)に示すようなステップ地形の1/30勾配斜面の法肩部(w17地点)と法肩部から沖側へ0.5m、1.0m、2.0m、2.5m、3.0m離れた斜面上における6地点(w11~w16地点)、岸側へ0.5m、1.0m、2.0m、2.6m、3.0m離れた水深0.2mの一定水深海域における5地点(w18~w22地点)に、直立壁のみで構成される防波堤を設置することを想定した場合、周期1.0s、波高6.24cm、波形勾配0.04のJONSWAP型スペクトルで表現される沖波波浪を対象に、最高波高の確率密度分布が防波堤に作用する前面波圧強度に及ぼす影響について検討を行った。解析では、以下の4種類の方法により防波堤に作用する前面波圧強度を算出し、それらを比較した。前面波圧強度を算定する際に用いる最高波高は、 $\eta_{rms}$ で無次元化した最高波高 $H_{max}/\eta_{rms}$ とした。なお、模型縮尺を1/50と仮定した場合、想定する沖波波浪の周期は7.1s、波高は3.12mに相当する。





(a) 造波波形に対する計算領域



(b) 計測波形に対する計算領域

図-4.27 2 勾配斜地形に対する計算領域

(a) 断面実験で得られる最高波高に対する前面波圧強度： $(p_1^*)_e^{H_{max}}$

図-4.25(a) の断面実験において，防波堤の設置位置 (w11～w22 地点) での 50 波列に対する最高波高を  $\eta_{rms}$  で無次元化した最高波高  $(H_{max}^*)_e$  を算出する．算出された最高波高  $(H_{max}^*)_e$  を第 2 章で示した直立壁に作用する前面波圧強度の算定式 (式 (2.25)) に代入し，式 (4.29) に示すように，断面実験で得られる最高波高に対する前面波圧強度  $(p_1^*)_e^{H_{max}}$  を算出する．なお， $\lambda_1 = \lambda_2 = 1.0$  であり，残りのパラメータの詳細については第 2 章を参照されたい．

$$(p_1^*)_e^{H_{max}} = \frac{1}{2} (1 + \cos \beta) (\alpha_1 \lambda_1 + \alpha_2 \lambda_2 \cos^2 \beta) \rho_w g (H_{max}^*)_e \quad (4.29)$$

(b) 造波波形を入力した数値計算で得られる最高波高に対する前面波圧強度： $(p_1^*)_c^{H_{max}}$

断面実験で得られる最高波高に対する前面波圧強度と同様に，図-4.26(a) の造波波形に対する数値計算において，防波堤の設置位置 (w11～w22 地点) での 50 波列に対する最高波高を  $\eta_{rms}$  で無次元化した最高波高  $(H_{max}^*)_c$  を算出する．算出された最高波高  $(H_{max}^*)_c$  を用い，式 (4.30) に示すように，造波波形を入力した数値計算で得られる最高波高に対する前面波圧強度  $(p_1^*)_c^{H_{max}}$  を算

出する．

$$(p_1^*)_{c}^{H_{max}} = \frac{1}{2}(1 + \cos \beta) (\alpha_1 \lambda_1 + \alpha_2 \lambda_2 \cos^2 \beta) \rho_w g (H_{max}^*)_c \quad (4.30)$$

(c) 断面実験で得られる有義波高の 1.8 倍に相当する最高波高に対する前面波圧強度： $(p_1^*)_e^{H_{1/3}}$

図-4.25(a) の断面実験において，防波堤の設置位置 (w11～w22 地点) での 50 波列に対する有義波高を  $\eta_{rms}$  で無次元化した有義波高  $(H_{1/3}^*)_e$  を算出する．算出された有義波高  $(H_{1/3}^*)_e$  に 1.8 を乗じて得られる最高波高  $(H_{max}^*)_e'$  を用い，式 (4.31) に示すように，断面実験で得られる有義波高の 1.8 倍に相当する最高波高に対する前面波圧強度  $(p_1^*)_e^{H_{1/3}}$  を算定する．

$$(p_1^*)_e^{H_{1/3}} = \frac{1}{2}(1 + \cos \beta) (\alpha_1 \lambda_1 + \alpha_2 \lambda_2 \cos^2 \beta) \rho_w g (H_{max}^*)_e' \quad (4.31)$$

$$(H_{max}^*)_e' = 1.8 (H_{1/3}^*)_e \quad (4.32)$$

(d) 現行の設計法で沖波波高を用いて算出される前面波圧強度： $(p_1^*)_d$

まず，沖波波高から屈折や回折の影響を考慮した換算沖波波高を算出する．本検討では，沖波波浪を入射した断面実験を対象としているため，換算沖波波高は沖波波高と等しいと仮定する．ついで，換算沖波波高を用いて防波堤の設置位置 (w11～w22 地点) までの浅水効果や砕波を考慮した進行波としての有義波高を式 (2.20) に示すような合田 (2008) による砕波帯内の波高の略算式から算出し，有義波高の 1.8 倍に相当する最高波高を算出する．最後に， $H_{1/3}=4.004\eta_{rms}$  の関係から，有義波高の 1.8 倍に相当する最高波高を  $\eta_{rms}$  で無次元化した最高波高  $(H_{max}^*)_d$  を用い，式 (4.33) に示すように，現行の設計法で沖波波高を用いて算出される前面波圧強度  $(p_1^*)_d$  を算出する．

$$(p_1^*)_d = \frac{1}{2}(1 + \cos \beta) (\alpha_1 \lambda_1 + \alpha_2 \lambda_2 \cos^2 \beta) \rho_w g (H_{max}^*)_d \quad (4.33)$$

#### 4.4.2 最高波高の確率密度分布の推定

##### ブシネスクモデルの非線形特性

ブシネスクモデルによる最高波高の確率密度分布の推定を行う前に，ブシネスクモデルで再現される非線形特性について確認を行った．図-4.28 にステップ地形および 2 勾配斜面地形における skewness と kurtosis の空間変化について，実験結果と計算結果を比較した結果を示す．図中の

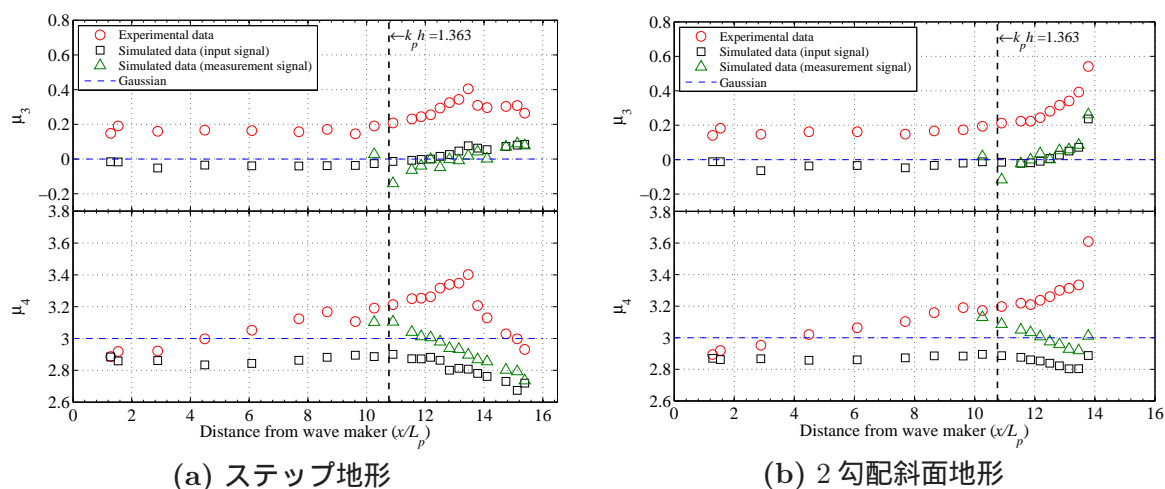


図-4.28 ブシネスクモデルによる skewness および kurtosis の空間変化

、および は、それぞれ実験結果や造波波形および計測波形に対する計算結果を表している。これらの図より、ステップ地形についてみると、造波波形に対する計算結果では、 $k_p h > 1.363$  ( $x/L_p < 10.76$ ) となる海域における skewness には、実験で確認された Stokes 展開の 2 次近似理論 (Longuet-Higgins, 1963) で表現される波形勾配への依存 ( $\langle \mu_3 \rangle_{sm} = 0.18$ ) が見られない。これは、ブシネスクモデルにおける非線形干渉は、深海域において線形分散関係式を満足するように修正された 1 次近似クノイド波の分散項の  $O(\mu^2)$  と非線形項の  $O(\epsilon^1)$  のリーディングオーダーを表現しているためである。 $k_p h$  が 1.363 を下回ると ( $x/L_p > 10.76$ )、skewness は、浅水効果により一旦増大し、最終的に水深 0.2 m の一様水深海域 ( $x/L_p > 13.78$ ) において波群の扁平化により減少するが、この過程において計算結果は実験結果の 1/5 以下に留まる。また、kurtosis についてみると、ブシネスクモデルでは  $O(\epsilon, \mu^2)$  よりも高次の非線形干渉が考慮されていないため、造波波形を用いた計算結果の kurtosis は、実験で確認された 4 波準共鳴相互作用 ( $O(\epsilon^3)$ ) による kurtosis の増大を適切に表現できていない。 $k_p h < 1.363$  ( $x/L_p > 10.76$ ) となる浅い海域においてでさえ、ブシネスクモデルの結果は暴風浪の出現に深く関連する非線形特性を大幅に過小評価していることがわかる。一方、実験で計測された kurtosis が発達した後の水面波形を用いて計算を行った場合の skewness および kurtosis は、値そのものは異なるものの、造波波形に対する計算結果と同様な空間変化を示している。これは、ブシネスクモデルでは高次の非線形干渉が考慮されないことに加え、2 次 (skewness) および 3 次 (kurtosis) の非線形性に関連する時間スケールが  $O(T)$  (周期変動) および  $O(T^2)$  であるため、方程式を満たす空間スケールが異なることによる

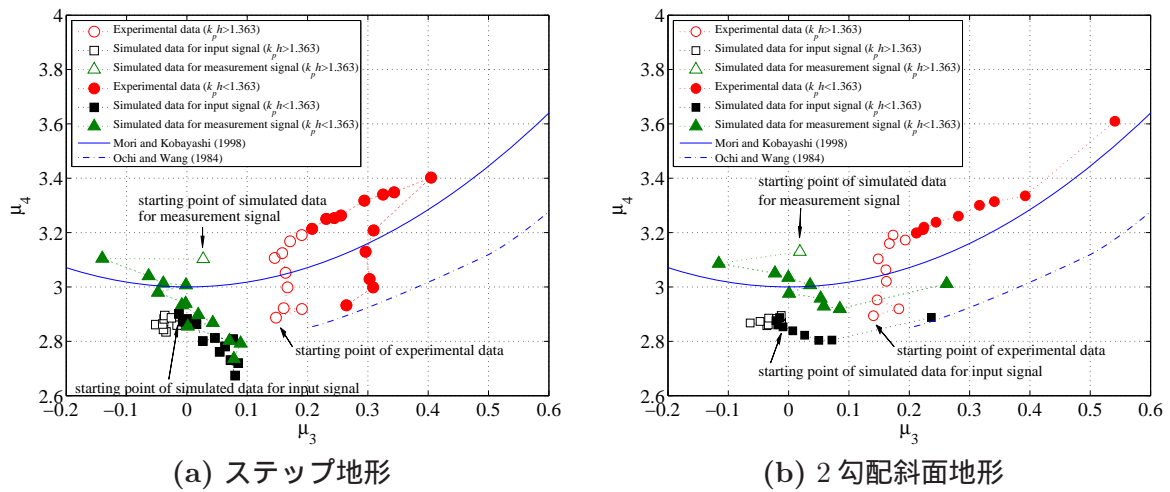


図-4.29 ブシネスクモデルによる skewness と kurtosis の関係

ものと考えられる．また，2 勾配斜面地形における造波波形および計測波形に対する計算結果の skewness や kurtosis の空間変化は，それぞれステップ地形と同様な傾向を示していることが確認できる．

図-4.29 にステップ地形および 2 勾配斜面地形における skewness と kurtosis の関係について，実験結果と計算結果を比較した結果を示す．また，色なし記号および色あり記号はそれぞれ， $k_p h > 1.363$  および  $k_p h < 1.363$  に対応するデータである．これらの図より，造波波形だけでなく計測波形に対する計算結果では，実験で計測された  $k_p h$  に応じた 2 次および 3 次の非線形干渉による skewness と kurtosis の振る舞いが大きく異なる．このように， $O(\epsilon, \mu^2)$  までの非線形干渉を考慮したブシネスクモデルでは，断面実験において確認されたような深海域における kurtosis の発達，浅水域における 2 次の非線形干渉が kurtosis 変化に及ぼす影響，深海域で発達する 3 次の非線形干渉の浅海域への残存過程の 3 点を適切に表現することができないことが確認された．

### 非線形量の補正

上記で確認されたようなブシネスクモデルで適切に表現できない  $O(\epsilon^2)$  以上の非線形量を解析的に補正することにより，浅海域における暴風浪の出現頻度に相当する最高波高の確率密度分布の推定について検討を行った．以下に，非線形量の補正方法の概略について述べる．なお，本補正では造波波形に対する計算結果を用いた．

まず， $k_p h > 1.363$  となる海域における計算結果と実験結果の skewness の差異に対し，式 (4.24)

で与えられる Longuet-Higgins(1963) による Stokes 展開の 2 次近似理論を用いて skewness の補正を式 (4.34) に示すように行う .

$$\mu_3' = \mu_3^{cal} + \mu_3^{(2)} \quad (4.34)$$

ここで,  $\mu_3'$  は補正後の skewness であり,  $\mu_3^{cal}$  および  $\mu_3^{(2)}$  は, それぞれブシネスクモデルの出力波形から得られる skewness および Longuet-Higgins(1963) による Stokes 展開の 2 次近似理論で表現される skewness を表している .

ついで,  $k_ph > 1.363$  となる海域における kurtosis の補正を行う . これについて, kurtosis の発達に対する解析解が存在しないため, 簡易的に, 式 (4.35) に示すような実験で得られた  $k_ph > 1.363$  となる海域における 3 次の非線形干渉による kurtosis の空間発達の過程を用いた .

$$\mu_4^{(3)} = (\mu_4^{cal})_0 + 0.0184(x/L_p - 1.27) \quad (4.35)$$

ここで,  $\mu_4^{(3)}$  は補正後の kurtosis であり,  $(\mu_4^{cal})_0$  は造波直後の  $x/L_p=1.27$  における出力波形から得られる kurtosis である . なお, このような伝播距離に応じた kurtosis の補正では, 実海域で重要となる初期値 ( $x/L_p=0.0$  の定義) の設定方法については課題が残されており, Janssen(2003) により導出された Benjamin-Feir Index (*BFI*) と kurtosis の関係を用いた補正方法など, 今後の更なる発展が必要である .

最後に, 式 (4.34) および式 (4.35) で与えられる  $k_ph > 1.363$  となる深い海域における skewness と kurtosis の補正結果を用い,  $k_ph < 1.363$  となる浅い海域における kurtosis  $\mu_4'$  を浅海域における skewness と kurtosis の関係性から式 (4.36) より推定する . 今回, Mori・Kobayashi(1998) による 2 次近似 Stokes 波のアンサンブル集合に対して水深の影響を考慮した場合に対する非線形量の関係性を用いた .

$$\mu_4' = \mu_4^{(3)} + \left( \frac{4}{3} \mu_3' \right)^2 \quad (4.36)$$

なお, 本補正では, 簡便のために水深 0.2 m の一様水深海域の波群の扁平化によると考えられる skewness に独立して減少する kurtosis については無視する .

図-4.30 に上記の方法により造波波形に対するブシネスクモデルの計算結果で得られた skewness および kurtosis の補正を行った結果を示す . 図中の が上記の方法により補正を行った計算結果である . これらの図より, ブシネスクモデルで不足する  $O(\epsilon^2)$  以上の非線形量を解析的に補正す



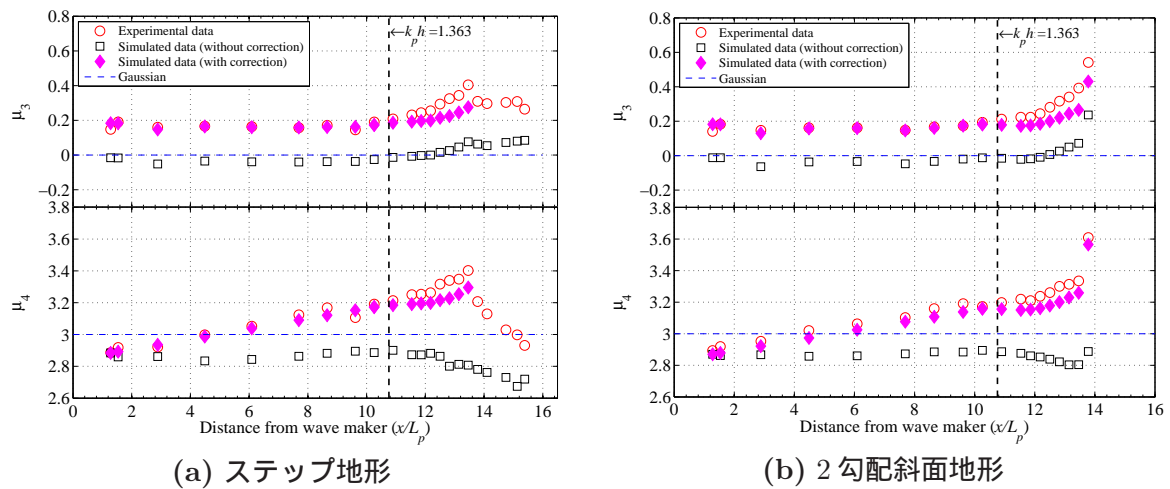


図-4.30 解析的に補正した skewness および kurtosis の空間変化

ることにより，浅海域における暴風浪の出現に関連の深い kurtosis の空間発達過程を推定することが可能であることがわかる．

最後に，図-4.31～図-4.34 に，ステップ地形および2勾配斜面地形において，解析的に補正されたブシネスクモデルの kurtosis  $\mu_4'$  を式 (4.17) および式 (4.20) に示すような Mori・Janssen(2006) による非線形理論に代入して得られた波高の超過確率分布と最高波高の確率密度分布を示す．図中の実線や 付き破線，破線はそれぞれ，実験結果および造波波形に対する計算結果（非線形量を補正する前の結果），Rayleigh 分布を表している．また，一点破線は造波波形に対するブシネスクモデルの結果に補正を行った非線形量を Mori・Janssen(2006) による非線形理論に適用して推定された結果である．なお，Mori・Janssen(2006) による非線形理論の入力パラメータの1つである1波列中の波の数  $N$  は実験結果の平均値に合わせて200とした．ステップ地形の結果についてみると，図-4.31 および図-4.32 より，計算結果に対する波高の超過確率分布や最高波高の確率密度分布は，ブシネスクモデルで kurtosis の発達過程を適切に表現できないため，線形理論である Rayleigh 分布よりも安全側に分布している．しかしながら，式 (4.34)～式 (4.36) によるブシネスクモデルで不足する非線形量の補正と Mori・Janssen(2006) による非線形理論 (式 (4.20)) の併用から推定される両分布は，実験結果において確認されるような2次および3次の非線形干渉による kurtosis の増大とともに，分布形状が線形理論に比べて高波高側に移動する変化を適切に表現している． $x/L_p=10.90$  から  $x/L_p=13.46$  にかけて， $\mu_4$  の3.18 から3.30までの増大に対して  $H_{max}/\eta_{rms}=8.0$  における  $p(H_{max}/\eta_{rms})$  がおよそ0.15から0.2となる．また，図-4.32 に示すよ



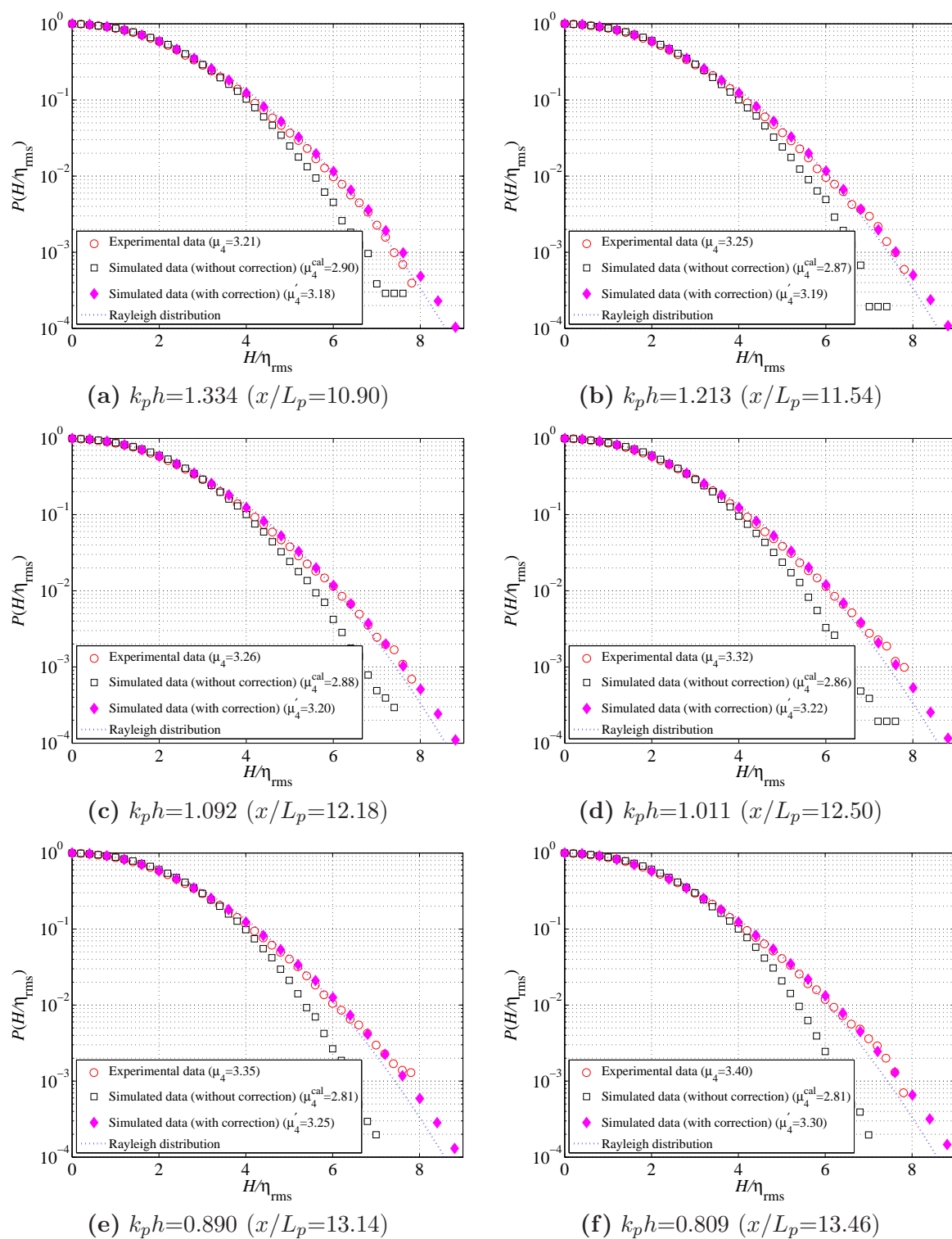


図-4.31 ステップ地形における波高の超過確率分布の推定

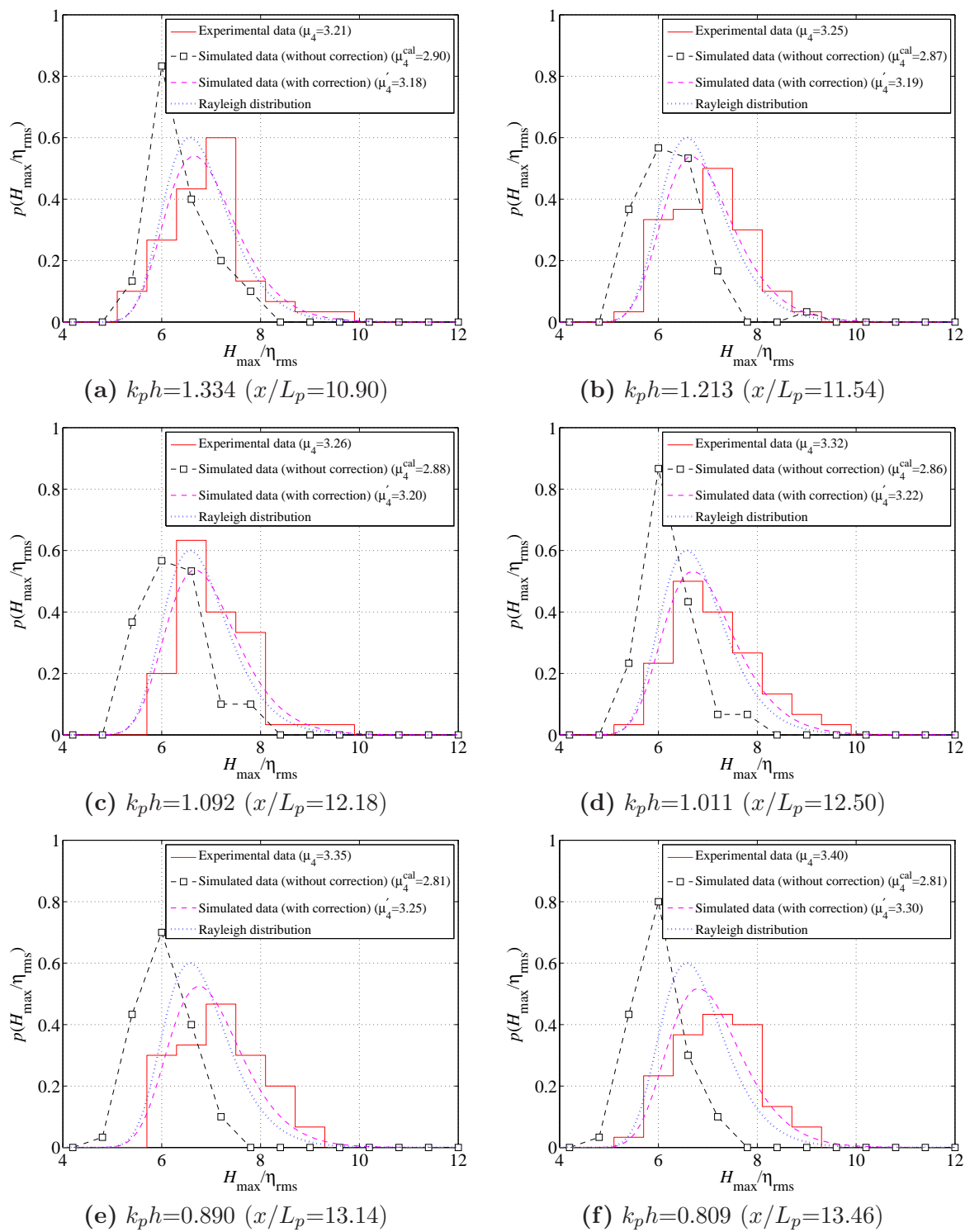


図-4.32 ステップ地形における最高波高の確率密度分布の推定

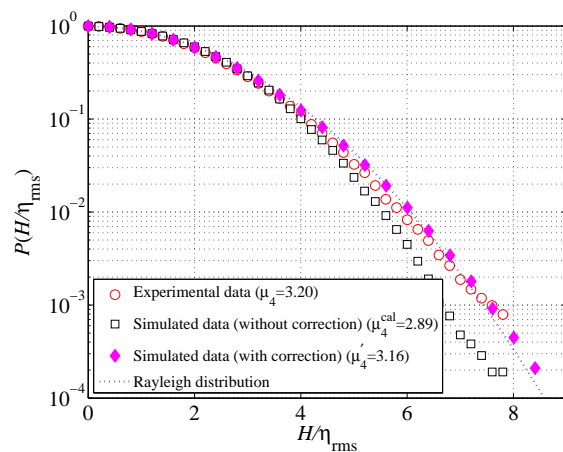
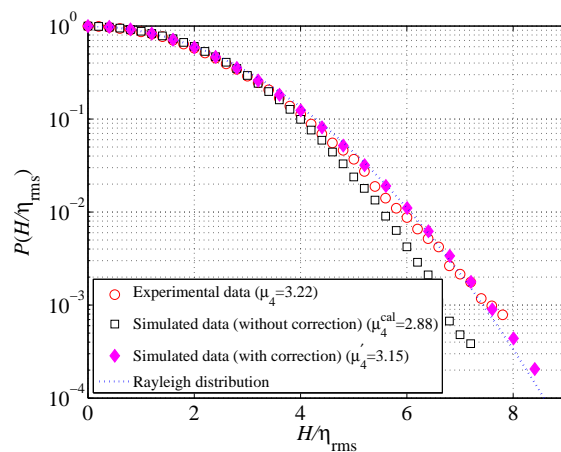
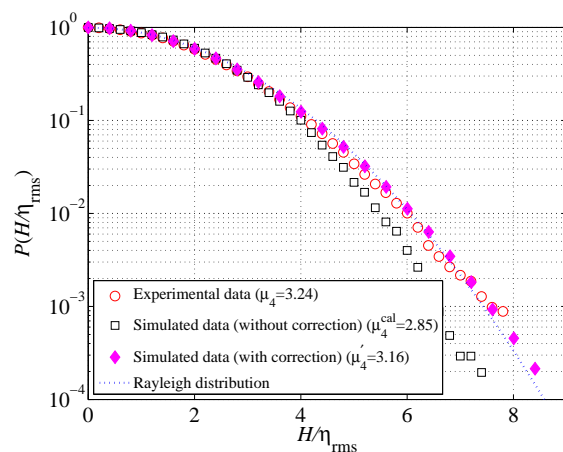
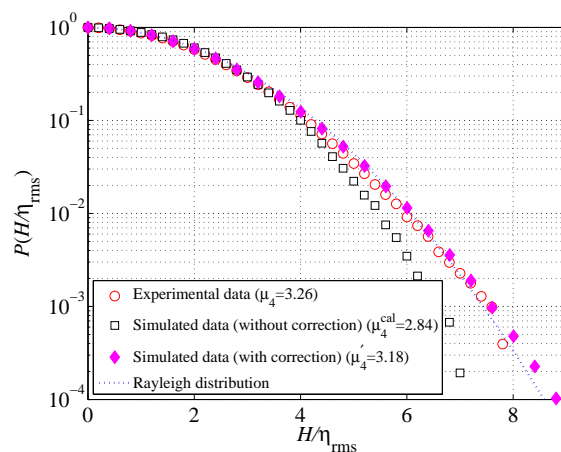
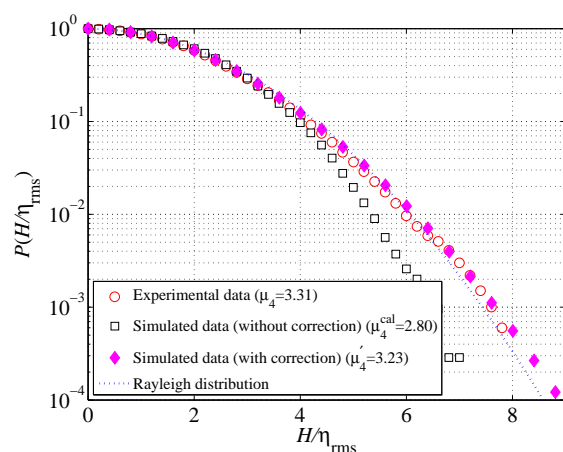
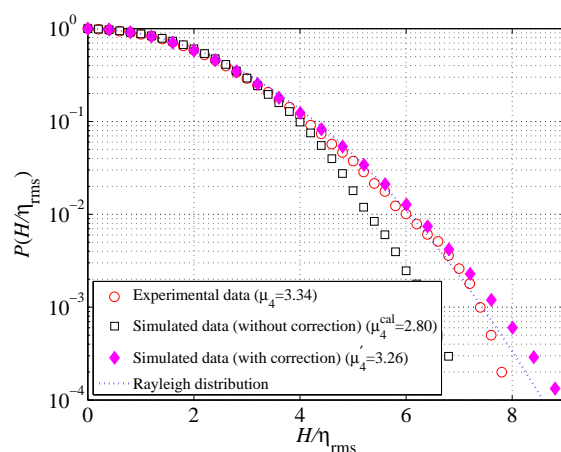
(a)  $k_ph=1.334$  ( $x/L_p=10.90$ )(b)  $k_ph=1.213$  ( $x/L_p=11.54$ )(c)  $k_ph=1.092$  ( $x/L_p=12.18$ )(d)  $k_ph=1.011$  ( $x/L_p=12.50$ )(e)  $k_ph=0.890$  ( $x/L_p=13.14$ )(f)  $k_ph=0.809$  ( $x/L_p=13.46$ )

図-4.33 2 勾配斜面地形における波高の超過確率分布の推定

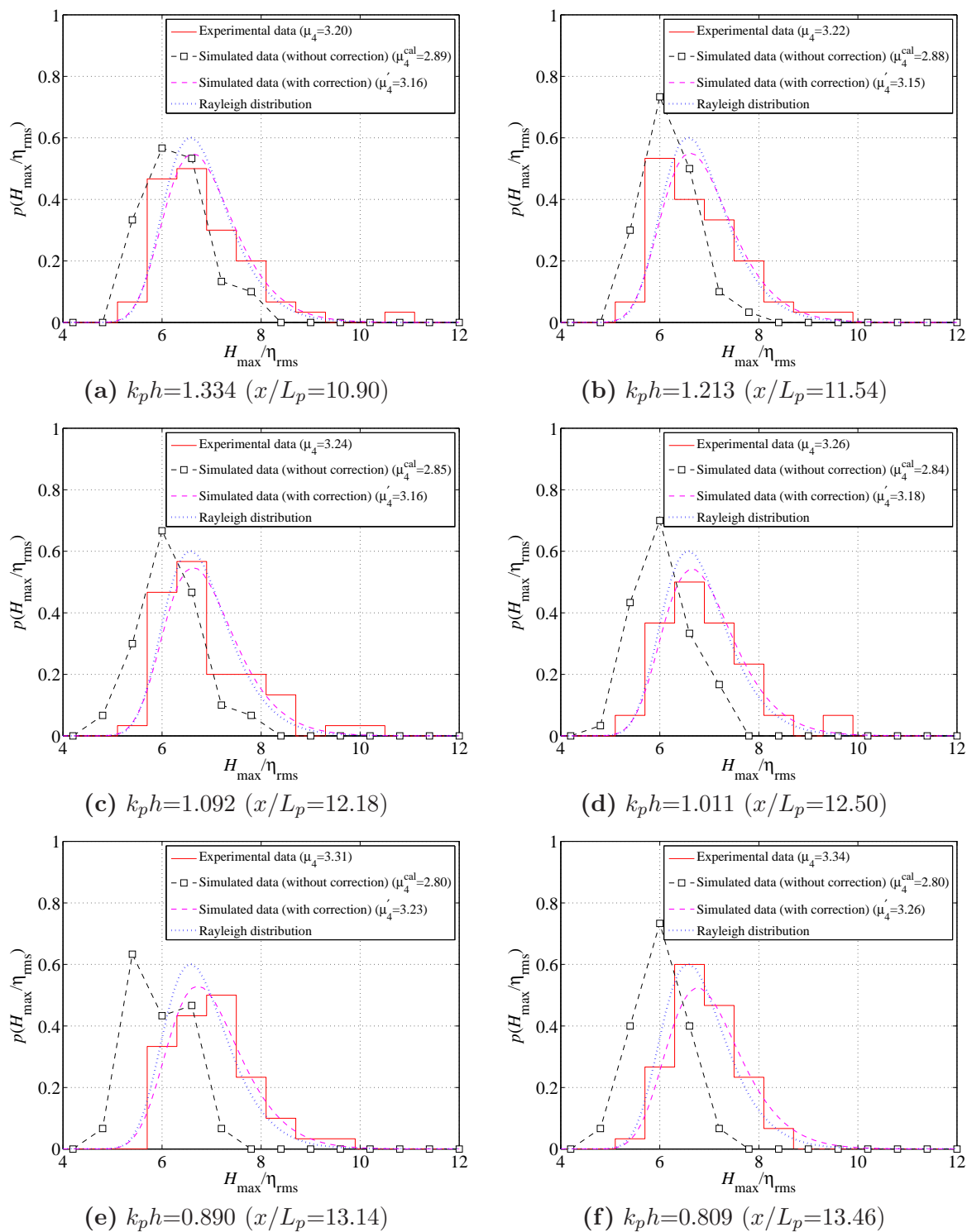


図-4.34 2勾配斜面地形における最高波高の確率密度分布の推定

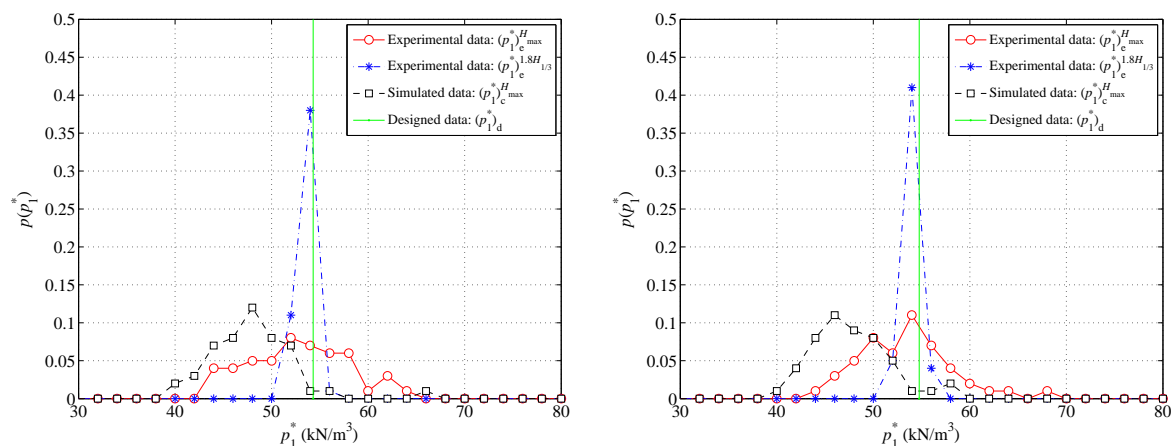
うな最高波高の確率密度分布のピーク値にわずかな差異がみられるものの、推定結果は実験結果の分布を良好に表現している。このような傾向は、図-4.33 および図-4.34 の 2 勾配斜面地形に対しても同様に見られる。このように、ブシネスクモデルで不足する  $O(\epsilon^2)$  以上の非線形量の補正や Mori・Janssen(2006) による非線形理論を併用することにより、浅海域における最高波高の確率密度分布を推定することが可能である。

#### 4.4.3 最高波高の確率密度分布を考慮した波圧算定法の推定

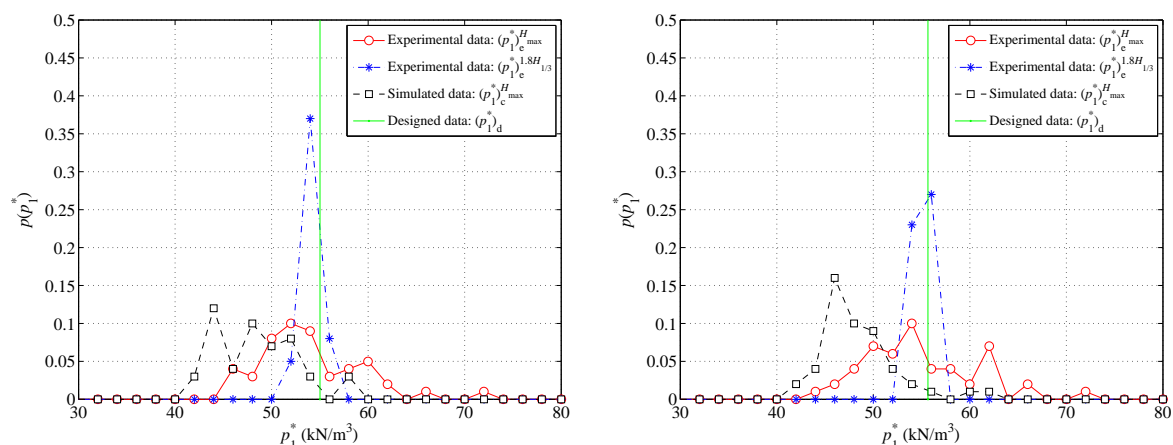
最高波高の確率密度分布が防波堤の前面波圧強度に及ぼす影響を調べるため、図-4.35 および図-4.36 に 4.4.1 節で述べた 4 種類の方法により算定された防波堤に作用する前面波圧強度  $p_1^*$  を比較した結果を示す。図中の赤 ○ 付き実線や青 \* 付き一点破線、黒 □ 付き破線、緑縦実線はそれぞれ、断面実験で得られた最高波高に対する前面波圧強度  $(p_1^*)_e^{H_{max}}$  や有義波高の 1.8 倍に相当する最高波高に対する前面波圧強度  $(p_1^*)_e^{1.8H_1/3}$ 、造波波形を対象とした数値計算で得られた最高波高に対する前面波圧強度  $(p_1^*)_c^{H_{max}}$ 、現行の設計法による最高波高に対する前面波圧強度  $(p_1^*)_d$  の確率密度分布を表している。

図-4.35 より、法肩部の沖側に相当する 1/30 勾配斜面上に防波堤を設置する場合では、実験で得られた有義波高を 1.8 倍して算出される最高波高による前面波圧強度の分布は、現行の設計法で得られる前面波圧強度近傍においてピークを持つ。また、断面実験で直接算出された最高波高を用いた前面波圧強度の分布は、有義波高の 1.8 倍を最高波高とみなした場合の分布と同様に、現行の設計法で得られる前面波圧強度近傍においてピークを持つ。しかしながら、その分布幅は広く、設計法による前面波圧強度よりも小さな前面波圧強度だけでなく、大きな前面波圧強度が出現する確率が高い。一方、造波波形に対する数値計算で直接算出された最高波高を用いた前面波圧強度の分布では、前面波圧強度分布のピークに相当する前面波圧強度は、断面実験の最高波高や有義波高の 1.8 倍を最高波高とみなした場合における分布のピークに相当する前面波圧強度よりも小さく、設計法による前面波圧強度に対しては 10~20 % 程度過小に評価される。

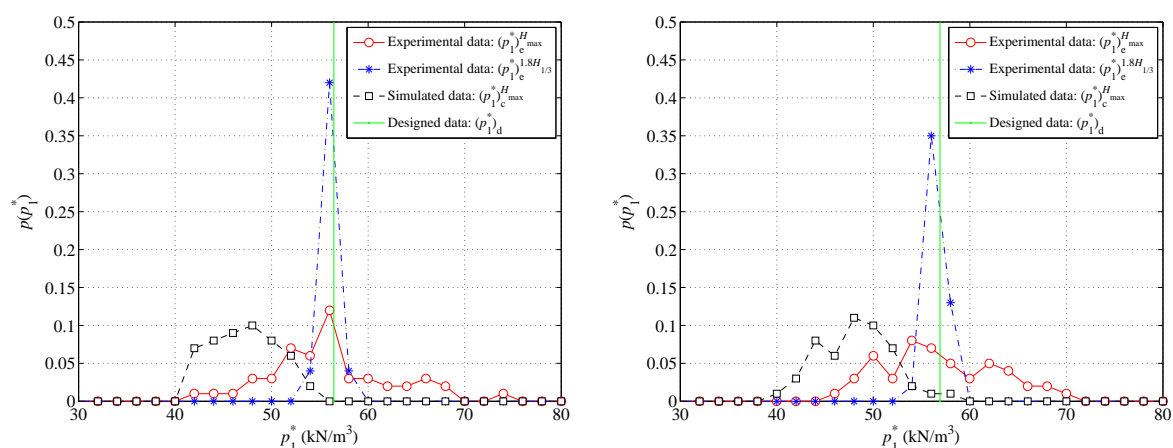
図-4.36(a) より、法肩部に防波堤を設置する場合では、実験で得られた有義波高を 1.8 倍して算出される最高波高による前面波圧強度の分布は、現行の設計法で得られる前面波圧強度  $((p_1^*)_d=57.9 \text{ kN/m}^3)$  近傍においてピークを持つ。しかしながら、断面実験で直接算出された最高波高による前面波圧強度の分布のピークに相当する前面波圧強度  $(p_1^*)_e^{H_{max}}$  は 60.0~62.0  $\text{kN/m}^3$  であり、現行の設計法で得られる前面波圧強度よりも大きな前面波圧強度が発生する確率が高い。一方、数



(a) 法肩部から沖側への距離：3.0 m (w11 地点) (b) 法肩部から沖側への距離：2.5 m (w12 地点)



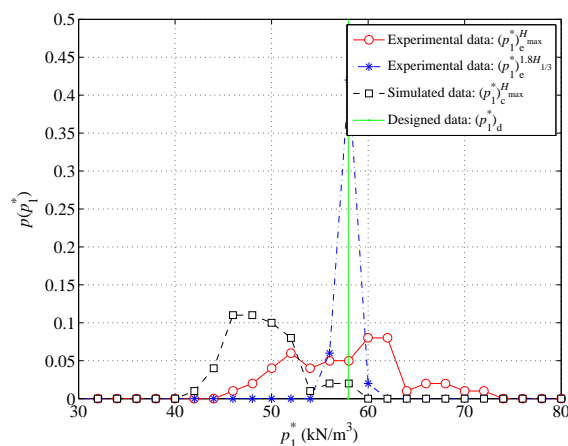
(c) 法肩部から沖側への距離：2.0 m (w13 地点) (d) 法肩部から沖側への距離：1.5 m (w14 地点)



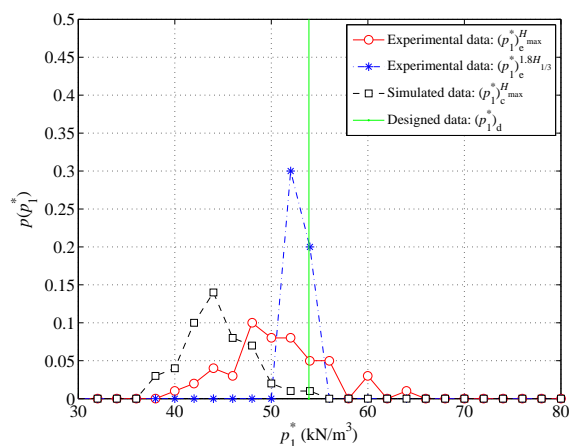
(e) 法肩部から沖側への距離：1.0 m (w15 地点) (f) 法肩部から沖側への距離：0.5 m (w16 地点)

図-4.35 防波堤に作用する前面波圧強度の確率密度分布：斜面法肩部 (w11~w16 地点)

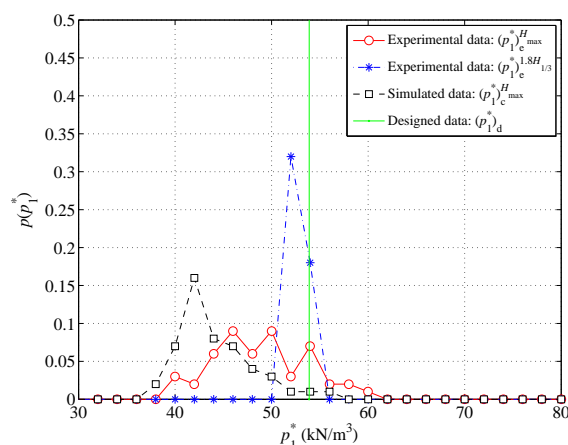




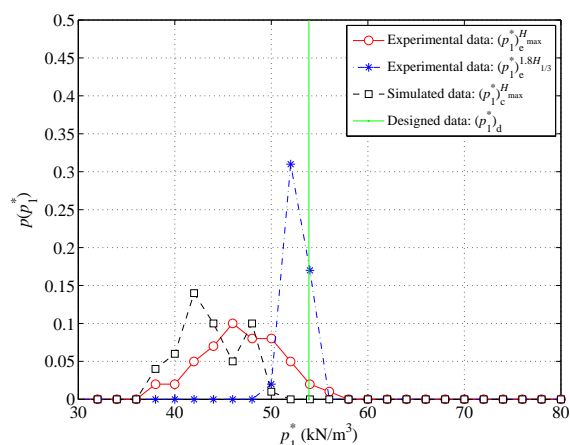
(a) 法肩部 (w17 地点)



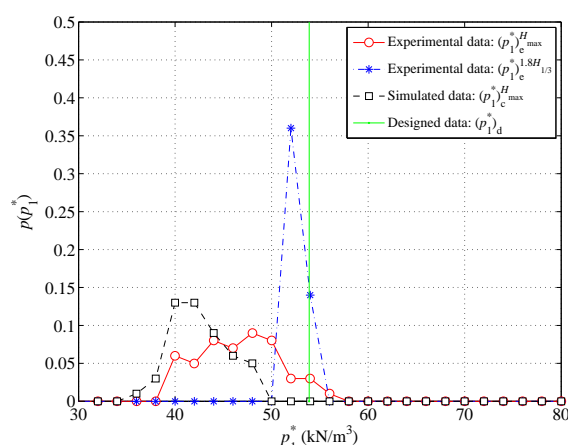
(b) 法肩部から岸側への距離：0.5 m (w18 地点)



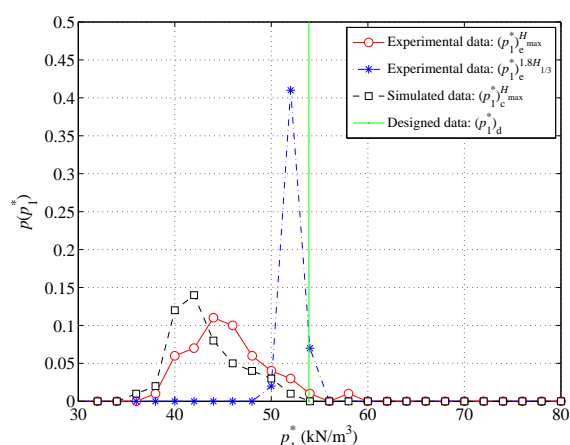
(c) 法肩部から岸側への距離：1.0 m (w19 地点)



(d) 法肩部から岸側への距離：2.0 m (w20 地点)



(e) 法肩部から岸側への距離：2.6 m (w21 地点)



(f) 法肩部から岸側への距離：3.0 m (w22 地点)

図-4.36 防波堤に作用する前面波圧強度の確率密度分布：浅海一様水深部 (w17~w22 地点)

値計算で得られた最高波高を用いた場合では、前面波圧強度分布のピークに相当する前面波圧強度  $(p_1^*)_e^{H_{max}}$  は  $46.0 \sim 48.0 \text{ kN/m}^3$  であり、設計法による前面波圧強度よりも  $17 \sim 20 \%$  小さな前面波圧強度が発生する確率が高い。

図-4.36(b)～図-4.36(f)より、法肩部の岸側に相当する一様水深海域に防波堤を設置する場合では、断面実験で得られた有義波高を  $1.8$  倍して算出される最高波高による前面波圧強度の分布は、法肩部の結果と同様に、現行の設計法で得られる前面波圧強度近傍でピークを持つ。しかしながら、断面実験や造波波形に対する数値計算で直接算出された最高波高による前面波圧強度の分布では、分布のピークに相当する前面波圧強度は設計法による前面波圧強度よりも小さい。断面実験に対する前面波圧強度の分布では、防波堤の設置位置が法肩部から岸側へはなれるほど、分布のピークに相当する前面波圧強度が減少するとともに、設計法による前面波圧強度よりも小さな前面波圧強度の出現確率が増大し、大きな前面波圧強度の出現確率が減少する。特に、設計法による前面波圧強度に相当する出現確率は、法肩部から岸側へ  $0.5 \text{ m}$  はなれた位置において  $p((p_1^*)_e^{H_{max}}) = 0.05$  であるのに対し、法肩部から岸側へ  $3.0 \text{ m}$  はなれた位置において  $p((p_1^*)_e^{H_{max}}) \simeq 0$  となる(図-4.36(f))。また、数値計算に対する前面波圧強度の分布は、断面実験に対する分布と同様な傾向を示すが、分布のピークに相当する前面波圧強度は断面実験に比べて小さい。

このように、最高波高の確率密度分布を用いることにより、Rayleigh 分布理論からの過大、過少両者の乖離を考慮した防波堤の前面波圧強度を推定することが可能である。ただし、最高波高の与え方や防波堤の設置位置によっては、現行の設計法による前面波圧強度よりも大きな前面波圧強度が出現する場合があります。実際の設計においてどれくらい前面波圧強度の出現頻度に対する設計値を設定するのかなどの判断には十分注意する必要がある。今後、さらに検討する必要がある。

以上、暴風浪に対する波圧算定法についてまとめると、図-4.37 のようになる。

## 4.5 結 語

本章では、浅海域における暴風浪の出現特性を明らかにするとともに、暴風浪の出現頻度に相当する最高波高の確率密度分布やそれを考慮した波圧算定法の推定について検討を行った。以下に、本章で得られた結果について要約する。

浅海域における暴風浪の出現特性については、以下のようである。

- (1)  $k_p h > 1.363$  の海域では、3 次の非線形干渉により kurtosis が増大し、その変化に依存して



図-4.37 暴風浪に対する波圧算定法のまとめ

最高波高が大きくなり、伝播距離が長くなるほど暴風浪が出現する可能性が高くなる。

(2)  $k_p h$  が 1.363 を下回ると、浅水変形に伴う 2 次の非線形干渉の影響を受けて最高波高の kurtosis 依存が弱くなるが、地形によっては深海域の影響が浅海域まで大きく残る。

(3)  $k_p h = 1.363$  を転移点とした 2 つの海域から、暴風浪の出現特性を整理可能である。

暴風浪の出現頻度に相当する最高波高の確率密度分布やそれを考慮した波圧算定法の推定については、以下のようにまとめられる。

- (1)  $O(\epsilon, \mu^2)$  までの非線形干渉を考慮したブシネスクモデルでは、深海域で発達する 3 次の非線形干渉の浅海域への残存過程を適切に表現することができない。
- (2) ブシネスクモデルで表現できない  $O(\epsilon^2)$  以上の非線形量を解析的に補正して適切な kurtosis の値を用いることにより、浅海域における最高波高の確率密度分布を推定することが可能である。
- (3) 最高波高の確率密度分布を用いることにより、Rayleigh 分布理論からの乖離を考慮した防波堤の前面波圧強度とその不確実性を推定することが可能である。

以上より、これらの成果を活用することにより、浅海域における暴風浪の出現予測やそれを考慮した防波堤の安全設計が可能となる。しかしながら、深海域から浅海域までの kurtosis 発達の補

正方法について検証が不十分であることや実海域で重要となる波の方向分散が浅海域の最高波高の確率密度分布に及ぼす影響，最高波高の出現確率を考慮した前面波圧強度の現行の設計法への導入方法など，今後，さらに検討する必要がある．

## 第5章 結 論

本研究では、近年頻発化している波浪災害や海難事故の原因の1つとして考えられている波浪として定義した暴うねりや暴風浪を対象に、浅海域における特性を解明するとともに、それらの港湾・海岸構造物の設計法への応用について検討を行った。

まず、暴うねりに対しては護岸設計を対象に、周期を含むスペクトル形状に着目した護岸越波特性について明らかにするとともに、その特性を踏まえた護岸越波抑制法について検討した。得られた結果をまとめると、以下のようになる。

- (1) 暴うねりの直立護岸に対する越波量は、風浪相当の設定波よりも周期が長いことに十分配慮すれば、現行の護岸設計法において採用されている越波流量算定図を用いて推定することが概ね可能である。また、消波ブロック被覆工の代わりに、これとほぼ同等の断面積を有する透過離岸堤を直立護岸の前面に設置することにより、暴うねりの越波量を直立護岸に比べて概ね1/10以下までに低減させる効果が期待できる。
- (2) 暴うねりの傾斜護岸に対する越波量は、傾斜護岸前面の海底地形や潜堤・離岸堤などの海岸構造物により、来襲波浪の局所集中による短周期波高の増大だけでなく、平均水位上昇や来襲波群に伴う水位の長周期変動の影響を強く受ける。また、突堤や沖潜堤を設置することにより、来襲波浪の抑制だけでなく、沿岸方向の水位の長周期変動を抑制することが可能となり、暴うねりの越波量を5%~30%程度低減できる。
- (3) 護岸背後に土嚢仮設堤を設置することにより、暴うねりの波群や水位の長周期変動により局所的に発生する顕著な越波水塊の浸水範囲の抑制や後背地への浸水開始時刻の遅延等の浸水被害を軽減させる効果が期待できる。
- (4) 暴うねりの越波抑制を考える場合、従来までの短周期波浪の制御のみならず、護岸近傍の水位の長周期変動の挙動や平均水位上昇の制御を含めた新たな対策を検討することが重要である。

ついで、暴風浪に対しては防波堤設計を対象に、浅海域における暴風浪の出現特性について明らかにするとともに、暴風浪の出現頻度やそれを考慮した防波堤の波圧算定法について検討した。得られた結果をまとめると、以下のようになる。

- (1)  $k_p h > 1.363$  の海域では、3 次の非線形干渉により kurtosis が増大し、その変化に依存して最高波高が大きくなり、伝播距離が長くなるほど暴風浪が出現する可能性が高くなる。
- (2)  $k_p h$  が 1.363 を下回ると、浅水変形に伴う 2 次の非線形干渉の影響を受けて最高波高の kurtosis 依存が弱くなるが、地形によっては深海域の影響が浅海域まで大きく残る。
- (3)  $k_p h = 1.363$  を転移点とした 2 つの海域から、暴風浪の出現特性を整理可能である。
- (4)  $O(\epsilon, \mu^2)$  までの非線形干渉を考慮したブシネスクモデルでは、深海域で発達する 3 次の非線形干渉の浅海域への残存過程を適切に表現することができない。
- (5) ブシネスクモデルで表現できない  $O(\epsilon^2)$  以上の非線形量を解析的に補正して適切な kurtosis の値を用いることにより、浅海域における最高波高の確率密度分布を推定することが可能である。
- (6) 最高波高の確率密度分布を用いることにより、Rayleigh 分布理論からの乖離を考慮した防波堤の前面波圧強度を推定することが可能である。

このように、本研究では、近年頻発化している波浪災害や海難事故の原因の 1 つとして考えられている暴うねりや暴風浪などの暴波浪の浅海域における特性を明らかにするとともに、これらを現行の設計法へ応用し、上記のような有益な知見を得ることができた。しかしながら、暴波浪の特性は、本研究の成果で十分に明らかにされたわけではなく、検討すべき課題がいくつか残されている。少なくとも本研究で取り扱った暴うねりに対しては、暴うねり特有の波群に起因する水位の長周期変動量の定量評価やこの変動量を適切に考慮した護岸越波量の推定手法の構築、暴風浪に対しては、浅海域における暴風浪の振る舞いを推定可能な数値モデルの開発や最高波高の出現確率を考慮した前面波圧強度に対する設計値の設定方法などについては未検討であり、今後、これらの知見の蓄積が望まれるところである。

現在懸念されている地球温暖化などの気候変動に伴う長期的な波候変化や短期的な気象・海象変化を見据えると、本研究で取り扱った暴波浪のような現行の設計範囲を超える波浪がますます



多く出現し、港湾・海岸構造物に多大な影響を及ぼしかねない。安全で安心な港湾・海岸構造物を建設するためにも、現行の設計法の改良や新たな設計法の導入、実務に適用可能な設計法の構築を早急に進めていく必要がある。本研究の成果が、今後の港湾・海岸構造物の設計法の高度化の一助となれば幸いである。



## 参考文献

- [1] Alber, I and P. Saffman: Stability of random nonlinear deepwater waves with finite band-width spectra, Technical Report 31326-6035-RU-00, TRW Defense and Space System Group, 120, 1978.
- [2] Allsop, N.W.H., Franco, L., Belloti, G., Bruce, T. and Geeraerts, J.: Hazards to people and property from wave overtopping at coastal structures , Proc. of Int. Conf. on Coastlines, Structures and Breakwaters , pp.153-165 . 2005.
- [3] Battjes, J. and G. van Vledder: Varification of Kimura's theory for wave group statistics , Proc. of the 19th Int. Conf. on Coastal Eng. , 1 , 642-648 , 1984 .
- [4] Bretschneider, C.L.: Significant waves and wave spectrum, Ocean Industry, 40-46, 1968.
- [5] Deanm, R.: Freak waves: a possible explanation, Water wave kinematics. *Kluwer Academic Pub.*, 309-612, 1990.
- [6] Hasselmann , K.: On the nonlinear energy transfer in gravity-wave spectrum. I. General theory, *Journal of Fluid Mechanics*, 48-500, 1962.
- [7] Hasselmann, K et al.: Measurements of wind-wave growth and swell decay during the Joint North Sea Wave Project (JONSWAP), *Deutsche Hydr. Zeit*, 12,1973.
- [8] Hemer, M.A., Y. Fan, N. Mori, A. Semedo and X.L. Wang: Projected changes in wave climate from a multi-model ensemble , *Nature Climate Change* , 2013.
- [9] Janssen, P.A.E.M.: Nonlinear four-wave interactions and freak waves, *Journal of Physical Oceanography*, 33, 4, 863-884, 2003.

- [10] Janssen, T. T., J. A. Battjes, and A. R. van Dongeren: Long waves induced by short-wave groups over a sloping bottom, *Journal Geophysical Research*, 108, C8, 2003.
- [11] Janssen, P.A.E.M. and M. Onorato: The intermediate water depth limit of the Zakharov equation and consequences for wave prediction, *Journal of Physical Oceanography*, 37, 10, 2389-2400, 2007.
- [12] Krasitskii, V.: On reduced equations in the Hamiltonian theory of weakly nonlinear surface waves, *Journal of Fluid Mechanics*, 272, 1-20, 1994.
- [13] List, J. H.: Wave groupiness variation in the nearshore, *Coast Engineering*, 15, 475-496, 1991.
- [14] Longuet-Higgins, M.S.: On the statistical distributions of the heights of sea waves, *Journal of Marine Research*, 4, 3, 245-266, 1952.
- [15] Longuet-Higgins, M.S.: The effect on non-linearities on statistical distributions in the theory of sea waves, *Journal of Fluid Mechanics*, 17, 459-480, 1963.
- [16] Longuet-Higgins, M.S.: The statistical analysis of a random, moving surface, *Phil. Trans. Roy. Soc. London, Ser. A*(966), 249, 321-387, 1957.
- [17] Madsen, P.A. and O.R. Sørensen: A new form of the Boussinesq equations with improved linear dispersion characteristics Part2, A slowly-varying bathymetry, *Coastal Engineering*, 18, 183-204, 1992.
- [18] Mori, N. and N. Kobayashi: Nonlinear distribution of nearshore free surface and velocity, *Proc. 26th Int. Conf. of Coastal Engineering*, 1, 189-202, 1998.
- [19] Mori, N. and P.A.E.M. Janssen: On kurtosis and occurrence probability of freak waves, *Journal of Physical Oceanography*, 36, 7, 1471-1483, 2006.
- [20] Mori, N. and T. Yasuda: Effects of high order nonlinear wave-wave interactions on random waves, *Proc. of Rogue Waves 2000*, 229-244, 2001.

- [21] Ochi, M. and W.C. Wang: Non-Gaussian characteristics of coastal waves, *Proc. 19th Int. Conf. of Coastal Engineering*, 1, 516-531, 1984..
- [22] Olagnon, M.: *Proc. of Rogue Waves 2004* , IFREMER , 2004.
- [23] Olagnon, M. and G. Athanassoulis: *Proc. of Rogue Waves 2000* , IFREMER , 2000.
- [24] Sand, S. E.: Long waves in directional seas, *Coastal Engineering*, 6, 195-208, 1982.
- [25] Trulsen, K., H. Zeng and O. Gramstad: Laboratory evidence of freak waves provoked by non-uniform bathymetry. *Physics of Fluids*, 24, 097101, 2012.
- [26] Yasuda, T. and N. Mori: High order nonlinear effects on deep-water random wave trains, *International Symposium: Waves-Physical and Numerical Modelling*, Vancouver, 2, 823-832, 1993.
- [27] Yuen, H. and B.M. Lake: Nonlinear dynamics of deep-water gravity waves, *Advances in Applied Mech.*, 22, 67-327, 1982.
- [28] Zeng, H and K. Trulsen: Evolution of skewness and kurtosis of weakly nonlinear unidirectional waves over a sloping bottom. *Natural Hazards and Earth System Sciences*, 12, 631-638, 2012.
- [29] 井上雅夫・島田広昭・本田清高・殿最浩司：不規則波の越波量分布，*海岸工学講演会論文集*，35，582-586，1988.
- [30] 井上雅夫・島田広昭・殿最浩司：不規則波における越波量の出現分布特性，*海岸工学論文集*，36，618-622．1989.
- [31] 運輸安全委員会：運輸安全委員会年報 2012，2012.
- [32] 遠藤仁彦・木村克俊・菊地聡一・須藤賢哉：親水性護岸背後舗装の耐波特性と許容越波流量，*海岸工学論文集*，42，1276-1280．1995.
- [33] 川崎浩司・水谷法美・岩田好一朗・小林智尚・由比政年・斎藤武久・北野利一・鷺見浩一・間瀬 肇・安田誠宏：富山県東部海岸における 2008 年 2 月高波による被害調査，*土木学会論文集 B2(海岸工学)*，55，151-155，2008.

- [34] 木村 晃・瀬山 明・山田敏彦：不規則波の短時間越波量の確率特性，海岸工学講演会論文集，28，335-338，1981.
- [35] 木村 晃・瀬山 明：越波の排水能力と浸水災害の発生確率，海岸工学講演会論文集，29，375-379，1982.
- [36] 木村克俊・浜口正志・岡田真衣子・清水敏晶：消波護岸における越波飛沫の飛散特性と背後道路への影響，海岸工学論文集，50，796-800，2003.
- [37] 港湾の施設の技術上の基準同解説検討委員会：港湾の施設の技術上の基準・同解説，社団法人 日本港湾協会，2007.
- [38] 合田良実：防波護岸の越波流量に関する研究，港湾技術研究所報告，9，4，pp.3-41，1970.
- [39] 合田良実：防波堤の設計波圧に関する研究，港湾技術研究所報告，12，3，31-70，1973.
- [40] 合田良実：浅海域における波浪の碎波変形，港湾技術研究所報告，14，3，59-106，1975.
- [41] 合田良実：数値シミュレーションによる波浪の標準スペクトルと統計的性質，海岸工学講演会論文集，34，131-135，1987.
- [42] 合田良実：耐波工学 港湾・海岸構造物の耐波設計，鹿島出版社，2008.
- [43] 合田良実：CLASH データベースに基づく統一的越波流量推定式の提案，海洋開発論文集，24，939-944，2008.
- [44] 合田良実・岸良安治・神山 豊：不規則波による防波護岸の越波流量に関する実験的研究，港湾技術研究所報告，14，4，3-44，1975.
- [45] 合田良実・久高将信：個別波高の分布に及ぼすスペクトル幅および形状パラメータの影響について，ECOH/YG 技術論文，6，1-14，2005.
- [46] 佐藤慎司・小杉俊夫・加藤憲一・口石孝幸：西湘海岸における台風 9720 号による海岸災害とその原因，海岸工学論文集，45，326-330，1998.
- [47] 佐藤慎司・河野龍男・諸田 勇・桜庭雅明・加藤俊夫：駿河海岸における台風来襲時の波浪特性と越波実態，海岸工学論文集，46，766-770，1999.



- [48] 下迫健一郎・大崎奈々子：各種混成堤における波力算定法の適用性に関する考察 - 衝撃砕波力係数など波力算定上の留意点 - ，港湾空港技術研究所資料，1107，2008.
- [49] 首藤伸夫：非線形長波の変形 - 水路幅，水深の変化する場合 - ，海岸工学講演会論文集，21，57-63，1974.
- [50] 鈴木康正・平石哲也・望月徳雄・森川高德：ヒアリングによる護岸の越波被災調査，海岸工学論文集，41，681-685，1994.
- [51] 国土交通省関東地方整備局横浜国道事務所：西湘バイパス構造物崩落に関する調査検討委員会資料，14，2008.
- [52] 関本恒浩・国栖広志・清水琢三・京谷 修・鹿島遼一：人工島防波護岸の短時間越波特性について，海岸工学論文集，39，581-585，1992.
- [53] 関本恒浩・水口 優：非線形二次長周波の方向スペクトル，海岸工学論文集，42，286-290，1995.
- [54] 高橋重雄・大木泰憲・下迫健一郎・諫山貞雄・石貫国朗：台風 9918 号による護岸の被災とその対策に関する水理模型実験，港湾空港技術研究所資料，973，2000.
- [55] 高橋重雄・谷本勝利・下迫健一郎・細山田得三：混成防波堤のマウンド形状による衝撃砕波力係数の提案，海岸工学論文集，39，676-680，1992.
- [56] 高山知司・池田直太・平石哲也：砕波および反射を考慮した波浪変形計算，港湾技術研究所報告，30，1，21-67，1991.
- [57] 高山知司・長井紀彦・西田一彦：各種消波工による越波流量の減少効果，港湾技術研究所報告，21，2，151-205，1982.
- [58] 谷本勝利・高橋重雄・北谷高雄：混成防波堤のマウンド形状による衝撃砕波力の発生と対策について，港湾技術研究所報告，20，2，3-39，1981.
- [59] 谷本勝利・本 浩司・石塚修次・合田良実：防波堤の設計波力算定式についての検討，海岸工学講演会論文集，23，11-16，1976.

- [60] 田島芳満・石指裕章・佐藤慎司：地形急変部周辺における長周期変動を伴う波・流れ場の局所集中機構，海岸工学論文集，56，211-215，2009.
- [61] 永井莊七郎・高田 彰：海岸堤防の越波に及ぼす消波堤の効果，海岸工学講演集，11，279-286，1964.
- [62] 平石哲也・平山克也・河合弘泰：台風 9918 号による越波災害に関する一考察，港湾空港技術研究所資料，972，2000.
- [63] 平山克也：透水層を用いた任意反射境界処理法の高精度化と遡上計算への適用，海洋開発論文集，22，241-246，2006.
- [64] 平山克也：ブシネスクモデルによる波浪変形計算の精度と現地適用性，水工学に関する夏期研修会講義集，43，B-7-1-B-7-20，2007.
- [65] 平山克也・長谷川巖：ブシネスクモデルによる護岸越波・浸水過程に関する再現計算，土木学会論文集 B3(海洋開発)，67，2，I262-I267，2011.
- [66] 平山克也・春尾和人：リーフ内に設置される護岸構造物の設計波浪諸元の算定法に関する提案，海洋開発論文集，26，1011-1016，2010a
- [67] 平山克也・春尾和人・宮里一郎：ブシネスクモデルを用いて算定したリーフ上護岸の設計諸元に関する考察，港湾空港技術研究所報告，48，3，23-74，2009.
- [68] 平山克也・南 靖彦・奥野光洋・峯村浩治・河合弘泰・平石哲也：2004 年に来襲した台風による波浪災害事例，港湾空港技術研究所資料，1101，2005.
- [69] 福田伸夫・宇野俊康・入江 功：防波護岸の越波に関する現地観測（第 2 報），海岸工学講演会論文集，20，113-118，1973.
- [70] 光易 亘：風波のスペクトルの発達（2） - 有限な吹送距離における風波のスペクトルの形について，海岸工学講演会論文集，17，1-7，1970
- [71] 森 信人・P.A.E.M. Janssen・川口浩二：多方向性を考慮した異常波浪予測モデルの提案とその検証，海岸工学論文集，55，111-115，2008.

- [72] 安田孝志・森 信人・川口浩二・多田彰秀：一方向波列の波高分布に及ぼす非線形干渉と碎波の影響について，海岸工学論文集，41，31-35，1994.
- [73] 吉川秀夫・椎貝博美・河野二夫：海岸堤防の越波に関する基礎的研究（1），海岸工学講演集，14，118-122，1967.



## 謝 辞

京都大学防災研究所教授 間瀬 肇先生には、本研究を遂行するにあたり、論文内容の全般にわたり、懇切丁寧に終始温かいご指導やご助言を賜りました。ここに、深甚たる謝意を表します。

京都大学防災研究所准教授 森 信人先生には、著者が大阪市立大学の学部時代から現在に至るまで、海岸工学をはじめ、研究活動全般にわたり幅広く、温かいご指導を賜りました。また、先生と出会い、著者を研究の世界に導いて頂くとともに、公私にわたって多くのご指導を頂きました。心より深く感謝いたします。

京都大学教授 後藤 仁志先生には、ご多忙にもかかわらず、本論文の審査を引き受けて頂き、折に触れてご助言や温かいお言葉をかけて頂きました。謹んで、感謝の意を表します。また、京都大学防災研究所助教 安田誠宏先生には、研究中に貴重なアドバイスや励ましを頂きました。心より感謝いたします。さらに、京都大学防災研究所沿岸災害研究分野の先輩や同期、後輩の皆様の協力とご支援によって、本論文を取りまとめることができました。ここに感謝の意を表します。

独立行政法人港湾空港技術研究所波浪研究チーム 平山克也チームリーダーをはじめ、波浪研究チームの皆様には、著者に本研究を行う機会と環境を与えて頂きました。また、業務と研究の二足のわらじを履いたために多くのご迷惑をおかけしたにもかかわらず、心温かい多大なサポートを頂きました。心より感謝いたします。

最後に、貴重な休日も研究に費し、迷惑をかけたにもかかわらず、最後まで精神的な大きな支えとなり、励ましと新しい活力を与えてくれた最愛の妻 乃梨には、心より深く深く感謝します。本当にありがとう。